

Entwicklung und Charakterisierung keramischer Porenabsorber zur Dämpfung thermoakustischer Instabilitäten

Dem Fachbereich Produktionstechnik

der

UNIVERSITÄT BREMEN

zur Erlangung des Grades
Doktor-Ingenieur
genehmigte

Dissertation

von

Diplomingenieur Frank Giese

Gutachter:

Prof. Dr.-Ing. Hans J. Rath

Prof. Dr.-Ing. Kurosch Rezwan

Tag der mündlichen Prüfung: 04.07.2011

Entwicklung und Charakterisierung keramischer Porenabsorber zur Dämpfung thermoakustischer Instabilitäten



Frank Giese

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird ein neuer Ansatz zur Dämpfung thermoakustischer Instabilitäten vorgestellt. Dabei soll durch den Einsatz von schallabsorbierender keramischer Brennkammerauskleidung ein möglichst hoher Anteil der in der Brennkammer entstehenden Schallleistung dissipiert werden und somit nicht mehr für die Anregung thermoakustischer Instabilitäten zur Verfügung stehen. Dazu wurde ein neuartiges Verfahren zur Herstellung hochporöser Keramiken mit hohen Schallabsorptionseigenschaften entwickelt, welches auf der Kombination des Gefriergelieverfahrens mit einem Platzhalterverfahren beruht. Weiterhin wurden die akustischen Eigenschaften des Materials sowohl messtechnisch, als auch simulativ charakterisiert, um das akustische Verhalten unter maschinennahen Bedingungen zu beschreiben. Die Untersuchungen deuten daraufhin, dass durch den Einsatz keramischer Porenabsorber das Potential besteht, thermoakustische Instabilitäten zu unterdrücken und somit mit einer Erweiterung des Stabilitätsbereichs bei der mageren Vormischverbrennung zu rechnen ist.

Abstract

This work presents a new approach for the damping of thermoacoustic instabilities. The use of porous ceramics with high sound absorbent capabilities as lining in combustion chambers was studied in order to suppress self induced combustion instabilities by dissipate a significant part of the occurring sound power in the combustor. For that purpose a new processing technique to fabricate ceramics with a highly opened-pored structure having high sound absorption capabilities was developed by combining the freeze gelation process with sacrificial templating. Additionally, the acoustic properties of the material were characterized by measurements and simulations to describe its acoustic behavior in machine-oriented environment. The investigations indicates that the use of sound absorbent porous material has the potential to suppress thermoacoustic instabilities and it is due to an increase of the stable operating range of lean premixed combustion processes.

Vorwort und Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am „Zentrum für angewandte Raumfahrttechnologie und Mikrogravitation (ZARM)“ der Universität Bremen und wurde von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) im Rahmen des Graduiertenkollegs 1375 „Nichtmetallische poröse Strukturen für physikalisch-chemische Funktionen – PoreNet“ gefördert.

Mein besonderer Dank gilt in erster Linie Christian Eigenbrod, der die Fragestellung erarbeitet, mich als direkter Betreuer bei meiner Arbeit unterstützt und mir stets die Freiheit gelassen hat, meine eigenen Ideen während des Projekts zu verfolgen. Außerdem Danke ich Prof.-Dr. H. J. Rath, der mir die Möglichkeit gegeben hat, diese Arbeit am ZARM durchzuführen.

Weiterhin gilt mein Dank der gesamten Arbeitsgruppe „Antriebs- und Energiesysteme“ des ZARMs und den Kollegiaten des Graduiertenkollegs „PoreNet“ für die sehr angenehme Arbeitsatmosphäre. Für die Unterstützung im Labor möchte ich mich ferner bei Tina Kühn, Michael Peters und Daniel Berger und bei der kompletten Belegschaft der ZARM Werkstatt für deren Flexibilität, Freundlichkeit sowie für die hervorragende Arbeit bedanken.

Mein Dank gilt zusätzlich Harm Speicher und Hans-Christoph Ries, die im Rahmen dieses Forschungsbereiches ihre Diplomarbeit angefertigt und somit auch einen großen Beitrag zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, sowie den Korrekturlesern Vanessa Henk, Hans-Christoph Ries und Peter Rickmers.

Bremen, den

Frank Giese

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung.....	IV
Abstract.....	IV
Vorwort und Danksagung	V
1 Einleitung	1
1.1 <i>Stand der Technik</i>	5
1.1.1 Dämpfung thermoakustischer Instabilitäten	5
1.1.2 Porenabsorber.....	10
1.1.3 Poröse Keramiken	11
1.1.4 Keramische Hitzeschilde in stationären Gasturbinen	14
1.2 <i>Zielsetzung dieser Arbeit</i>	14
1.3 <i>Vorgehen</i>	15
2 Grundlagen	16
2.1 <i>Verbrennungsinstabilitäten</i>	16
2.2 <i>Grundlagen der Akustik</i>	19
2.2.1 Linearisierung	20
2.2.2 Wellengleichung.....	21
2.2.3 Ebene Wellen	23
2.2.4 Randbedingungen.....	24
2.2.5 Akustische Netzwerke.....	24
2.3 <i>Grundlagen der Schallabsorption</i>	26
2.3.1 Leistungsbilanz am Hindernis	26
2.3.2 Wandimpedanz einer Absorberanordnung	28
2.3.3 Wirkungsmechanismen von Porenabsorbern	31
2.3.4 Bestimmung der Absorberkennwerte von Porenabsorbern	32
2.4 <i>Gefrier gelierv Verfahren</i>	34
2.4.1 Definition und Prozessbeschreibung	34
2.4.2 Zusammenhang zwischen Porenstruktur und Einfrierprozess.....	35
3 Experimente und Methoden	38
3.1 <i>Probenherstellung</i>	38
3.1.1 Verwendete Komponenten	38
3.1.2 Prozessführung.....	41
3.2 <i>Materialcharakterisierung</i>	43
3.2.1 Porenstruktur	43
3.2.2 Porosität.....	43
3.2.3 Strömungswiderstand	44
3.3 <i>Theorie des homogenen Mediums</i>	46
3.3.1 Analogie zu verlustbehafteten elektrischen Leitern	47

3.3.2	Impulserhaltungsgleichung im porösen Absorber	49
3.3.3	Kontinuitätsgleichung im porösen Absorber	53
3.3.4	Absorberkennwerte	56
3.3.5	Strukturfaktor	57
3.4	<i>Übertragung der Gaseigenschaften und Absorberparameter auf hohe Temperaturen und Drücke</i>	62
3.4.1	Schallkennimpedanz im Freifeld	62
3.4.2	Wandimpedanz	63
3.5	<i>Geschichtete Absorber</i>	65
3.6	<i>Akustische Charakterisierung</i>	66
3.6.1	Kalibrierung der Drucksensoren	66
3.6.2	Absorptionsmessung im Impedanzrohr	68
3.6.3	Experimentelle Transfermatrixbestimmung	70
4	Ergebnisse und Diskussion	75
4.1	<i>Materialentwicklung</i>	75
4.1.1	Porenmorphologie	75
4.1.2	Porosität und Strömungswiderstand	77
4.1.3	Homogenität und Isotropie	79
4.1.4	Schallabsorption bei Standardbedingungen	81
4.1.5	Temperaturbeständigkeit	82
4.2	<i>Simulation der Schallabsorption</i>	84
4.2.1	Vergleich von gemessener und simulierter Schallabsorption	84
4.2.2	Empfindlichkeit der THM auf den Strukturfaktor	86
4.2.3	Indirekte und rechnerische Bestimmung des Strukturfaktors	87
4.3	<i>Einfluss von Temperatur und Druck auf die Schallabsorption von Porenabsorbern</i>	89
4.3.1	Hochtemperaturszenario	89
4.3.2	Schallabsorption eigener Proben bei hohen Drücken und Temperaturen	90
4.3.3	Temperatureinfluss auf die maximal erreichbare Schallabsorption	92
4.3.4	Druckeinfluss auf die maximal erreichbare Schallabsorption	93
4.3.5	Maximal erreichbare Schallabsorption in einem Hochtemperaturszenario	94
4.3.6	Fehlerbetrachtung	96
4.4	<i>Akustische Charakterisierung der Brennkammer</i>	97
4.4.1	Betrachtete Brennkammer	97
4.4.2	Design der Brennkammerauskleidung	98
4.4.3	Akustik der Brennkammer mit schallharter Auskleidung	101
4.4.4	Akustik der Brennkammer mit teilweise schallabsorbierender Brennkammerauskleidung	103
5	Zusammenfassung und Ausblick	105
5.1	<i>Zusammenfassung</i>	105
5.2	<i>Ausblick</i>	107
6	Literaturverzeichnis	109

Nomenklatur

Lateinische Buchstaben

<u>Symbol</u>	<u>Einheit</u>	<u>Beschreibung</u>
a	$[-]$	Flächenverhältnis
A	$[m^2]$	Querschnittsfläche
c	$[m/s]$	Schallgeschwindigkeit
d	$[m]$	Breite, Dicke
d_v	$[m]$	Grenzschicht
$e^{j\varpi \cdot t}$	$[-]$	Zeitfaktor
f	$[Hz]$	Frequenz
\underline{G}_q	$[S]$	Queradmittanz
H	$[-]$	Übertragungsfunktion
I	$[A]$	elektrische Stromstärke
j	$[-]$	$\sqrt{-1}$
k	$[1/m]$	Kreiswellenzahl
K	$[m^2]$	Permeabilität
l	$[m]$	Länge
M	$[g/mol]$	Molare Masse
Ma	$[-]$	Mach-Zahl
L_p	$[dB]$	Schalldruckpegel
m	$[kg]$	Masse
Δp	$[Pa]$	Differenzdruck
p_0	$[Pa]$	stationärer Druck
\bar{p}	$[m/s]$	zeitgemittelter Schalldruck
p'	$[Pa]$	Schalldruck
P	$[W]$	Leistung
q'	$[W]$	Schwankung der Wärmefreisetzung
q_v	$[m^3/s]$	Volumenstrom
\underline{r}	$[-]$	komplexer Schallreflexionsfaktor
R	$[Pa \cdot s/m^3]$	Strömungswiderstand
R	$[J/(mol \cdot K)]$	Universelle Gaskonstante = 8,3145 J/(mol K)

R_s	$[\text{Pa} \cdot \text{s}/\text{m}]$	spezifischer Strömungswiderstand
\mathbf{T}_{pv}	$[-]$	Transfermatrix in pv-Darstellung
t	$[\text{s}]$	Zeit
\underline{t}	$[-]$	komplexer Transmissionsfaktor
T	$[\text{K}]$	absolute Temperatur
U	$[\text{V}]$	elektrische Spannung
v	$[\text{m}/\text{s}]$	Strömungsgeschwindigkeit
\hat{v}	$[\text{m}/\text{s}]$	Amplitude der Schallschnelle
\bar{v}	$[\text{m}/\text{s}]$	zeitgemittelte Strömungsgeschwindigkeit
v'	$[\text{m}/\text{s}]$	Schwankung der Strömungsgeschwindigkeit
\mathbf{v}	$[\text{m}/\text{s}]$	Schallschnellevektor
V	$[\text{m}^3]$	Volumen
τ	$[-]$	Transmissionsgrad
δ	$[-]$	Dissipationsgrad
Z_0	$[\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}]$	Schallkennimpedanz
\underline{Z}_w	$[\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}]$	komplexe Wandimpedanz der Absorberanordnung
\underline{Z}_a	$[\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}]$	komplexer Schallwellenwiderstand des Absorbers
\underline{Z}_l	$[\Omega]$	Längsimpedanz

Griechische Buchstaben

<u>Symbol</u>	<u>Einheit</u>	<u>Beschreibung</u>
α	$[-]$	Schallabsorptionsgrad
ρ_0	$[\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}]$	stationäre Dichte
ρ	$[\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}]$	zeitlich veränderliche Dichte
ρ	$[-]$	Reflexionsgrad
η	$[\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}]$	dynamische Viskosität
κ	$[-]$	Isentropenexponent
$\underline{\Gamma}_a$	$[\text{l}/\text{m}]$	komplexe Ausbreitungskonstante im Absorber
μ	$[\text{m}^2/\text{s}]$	kinematische Viskosität
Ξ	$[\text{Pa} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-1}]$	längenspezifischer Strömungswiderstand
φ	$[\text{rad}]$	Polwinkel

Δ	$[-]$	Laplace-Operator $= \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$
∇	$[-]$	Nabla-Operator $= (\partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z)$
χ	$[-]$	Strukturfaktor
ω	$[1/s]$	Kreisfrequenz
σ, σ_A	$[-]$	Volumenporosität, Flächenporosität
Ω	$[-]$	Transformationsmatrix
ξ	$[m]$	Wechsellauslenkung von Fluidteilchen

Indizes

<u>Index</u>	<u>Beschreibung</u>
0	stationär
1	Ort 1
2	Ort 2
12	zwischen Ort 1 und 2
<i>a</i>	im Absorber
<i>beschl</i>	beschleunigt
<i>du</i>	von Downstream nach Upstream
<i>e</i>	einfallend
<i>eben</i>	ebene Welle
<i>ex</i>	außerhalb des Absorbers
<i>feder</i>	Feder
<i>Fehler</i>	Messfehler
<i>H₂O</i>	Wasser
<i>k</i>	Körper
<i>kalib</i>	Kalibrierdaten
<i>kor</i>	korrigiert
<i>m</i>	gemittelt
<i>n</i>	normal
<i>offen</i>	offen
<i>p</i>	Pore
<i>pv</i>	in <i>pv</i> -Darstellung
<i>r</i>	reflektiert
<i>RMS</i>	Effektivwert (root mean square)
<i>t</i>	tangential
<i>ud</i>	von Upstream nach Downstream
<i>w</i>	Wand
<i>I</i>	Messung Nr. 1
<i>II</i>	Messung Nr. 2

1 Einleitung

Nach wie vor steigt der weltweite Energiebedarf. Der Bericht der „Internationalen Energieagentur – IEA“ von 2009 [1] zeigt, dass der weltweite Primärenergieverbrauch seit dem Beginn der Datenerhebung im Jahr 1971 bis ins Jahr 2007 kontinuierlich auf mehr als das Doppelte angewachsen ist. Dabei sind die Anteile des Primärenergieverbrauchs aus fossilen Energieträgern (ca. 80%), Kernkraft aber auch aus regenerativen Quellen in etwa gleich geblieben. Zum derzeitigen Zeitpunkt kann demzufolge nicht von einer weltweiten Energiewende gesprochen werden. Allerdings deuten zahlreiche Prognosen [2] auf ein exponentielles Wachstum der Energiebereitstellung aus erneuerbaren Energiequellen hin. Gleichzeitig ist wiederum dem Bericht der IEA zu entnehmen, dass trotz steigendem Anteil erneuerbarer Energien, die aus fossilen Energieträgern bereitgestellte Energiemenge mittelfristig eher noch leicht ansteigen wird.

Unter diesen Gesichtspunkten ist es leicht ersichtlich, dass die Verbrennung als Prozess zur Energiewandlung weiterhin einen hohen Stellenwert bei der Energiebereitstellung einnimmt und im Hinblick auf Effizienz, Umweltverträglichkeit und Versorgungssicherheit kontinuierlich weiterentwickelt werden muss. Durch die zunehmende Verbreitung von Kraftstoffen aus nachwachsenden Rohstoffen ist, trotz absehbarer Verknappung fossiler Energieträger, nicht mit einer Minderung des Stellenwerts der technischen Verbrennung zur Energiewandlung in den nächsten Jahrzehnten zu rechnen.

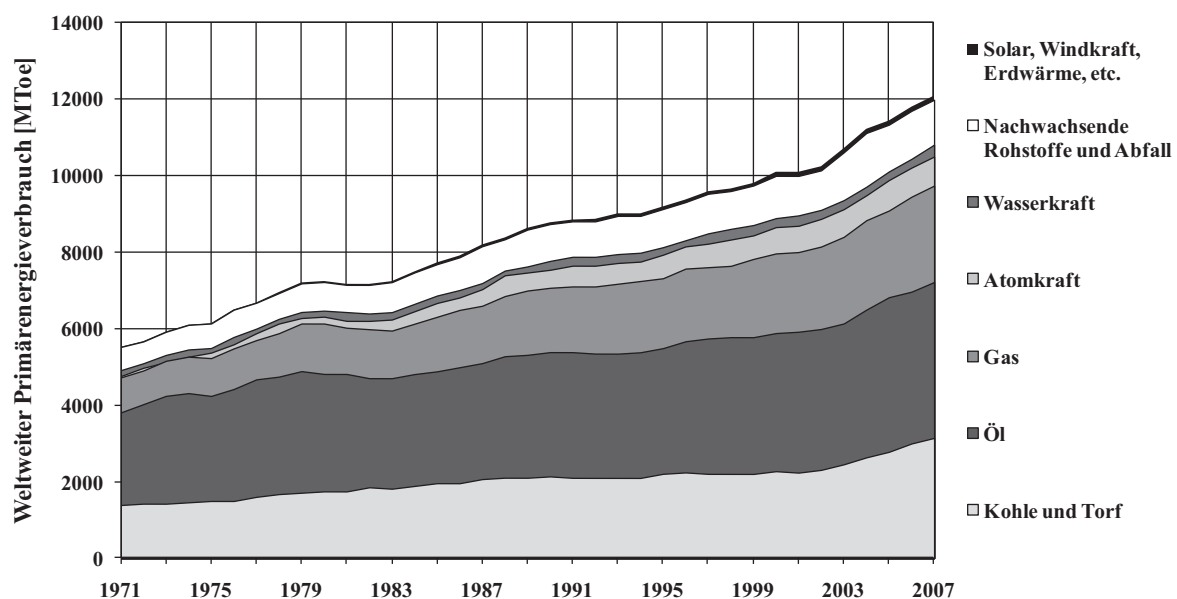


Abbildung 1 Weltweiter Primärenergieverbrauch von 1971 bis 2007 in Mtoe / Jahr [1]

Durch die zunehmende Umweltbelastung ist die Reduzierung der mit der Verbrennung einhergehenden Schadstoffemissionen seit vielen Jahrzehnten ein wichtiges Thema zahlreicher Forschungseinrichtungen und der Energiewirtschaft. Die Entwicklung von Gasturbinen mit magerer Vormischverbrennung (LP - lean premixed) führte zu einem Verbrennungsprozess mit sehr hoher Leistungsdichte bei vergleichsweise geringen Emissionen, hoher Verfügbarkeit, niedrigen leistungsspezifischen Investitionen und geringem Gewicht [3-5]. Dabei erreicht der Gesamtwirkungsgrad moderner Gasturbinenanlagen mit Abwärmenutzung Werte von bis zu 60%. Die in Gasturbinen erzeugten Schadstoffemission sind vor allem

Stickoxide ($\text{NO}_x \equiv \text{NO} + \text{NO}_2$), Schwefeloxide ($\text{SO}_x \equiv \text{SO}_2 + \text{SO}_3$), unverbrannte Kohlenwasserstoffe (UHC, unburnt hydro carbons), Kohlenmonoxid (CO), Kohlendioxid (CO_2) und Kohlenstoff (C) in Form von Ruß. Hierbei nehmen neben dem Kohlendioxid vor allem die Stickoxide eine entscheidende Rolle ein. Sie sind als wirksames Treibhausgas anzusehen und begünstigen in der Troposphäre die Bildung von Ozon und photochemischem Smog [6] und sind für die Entstehung von „saurem Regen“ verantwortlich. Dabei sind Verbrennungsanlagen mit einer Leistung von über 50MW mit einem Anteil von über 60% an den europäischen Stickstoffemissionen der größte Verursacher von Stickoxidverbindungen [7].

Bei der Entstehung von Stickoxiden kann zwischen drei wesentlichen Bildungsmechanismen [8] unterschieden werden. Das thermische Stickoxid entsteht während der Verbrennungsreaktion mit Luftstickstoff bei hohen Temperaturen. Bei dieser auch als Zeldovich-Mechanismus bezeichneten Reaktion wird durch Spaltung des Stickstoffmoleküls unter der Mitwirkung von Sauerstoff-Radikalen in einer Kettenreaktion Stickstoffdioxid gebildet. Durch die hohe Aktivierungsenergie dieser Reaktion wird diese erst ab Temperaturen oberhalb von 1800K relevant. Der zweite Mechanismus, der zum sogenannten prompten Stickoxid führt, läuft ebenfalls mit Hilfe von Luftstickstoff ab. Dieser vollzieht sich jedoch bei tieferen Verbrennungstemperaturen als beim Zeldovich-Mechanismus. Bei dem dritten Mechanismus handelt es sich um die Bildung von Stickoxid aus dem im Brennstoff gebundenen Stickstoff, welcher beispielsweise in Kohle zu ca. 1% enthalten ist.

Durch die hohen Verbrennungstemperaturen in Gasturbinen waren Stickoxidemissionen vor allem durch thermisch gebildetes Stickoxid ein großes Problem. Diese konnten jedoch in den 70er Jahren durch die Entwicklung der mageren Vormischverbrennung signifikant reduziert werden. Die Vormischverbrennung zeichnet sich durch eine Reaktion von bereits vorgemischtem Brennstoff und Oxidator aus. Um bei einem solchen Prozess die NO_x - Emission auf ein sehr geringes Maß zu reduzieren, wird eine Verbrennung mit einem mageren, homogenen Vorgemisch angestrebt, um lokal eine gleichmäßig niedrige Reaktionstemperatur zu erreichen. Die magere Vormischverbrennung bietet somit bei geeigneter Prozessführung hohe Leistungsdichten und geringe Emissionswerte, birgt aber auch sicherheitsrelevante Gefahren, wie die Selbstzündung in der Vormischzone, Flammenrückschlag sowie die Neigung zu Verbrennungsinstabilitäten [9]. Da diese Effekte zur Verminderung der Maschinenleistung und Lebensdauer ihrer Komponenten bis hin zum Totalausfall der Maschine führen können, nimmt die Gewährleistung des stabilen Betriebes von Gasturbinen einen beachtlichen Stellenwert ein.

Verbrennungsinstabilitäten sind durch große Druckschwankungen gekennzeichnet und beruhen auf einem selbsterregten Schwingkreis, welcher auf der periodischen Änderung der Wärmefreisetzung und Druckschwankungen in der Reaktionszone basiert. Sie treten insbesondere bei sehr magerer Verbrennung auf, da hier die Reaktionsgeschwindigkeit und damit die Flammengeschwindigkeit eine große Empfindlichkeit bezüglich der Systemparameter wie Druck oder Äquivalenzverhältnis aufweist. Die Instabilitäten treten dabei typischerweise im Bereich der akustischen Moden der Brennkammer auf. Das Blockdiagramm aus Abbildung 2, die der Arbeit von Büchner [10] entnommen ist, zeigt den rückgekoppelten Mechanismus aus Flamme, Brennkammer, Brenner und Luft/Brennstoffmischer, der für die Entstehung thermoakustischer Instabilitäten verantwortlich ist. Zusätzlich zeigen die Einflussgrößen im Blockbild „Brennkammer“, dass unter anderem die Dämpfung innerhalb der Brennkammer durch Energiedissipation eine Rolle spielt. Hier wurden in der Vergangenheit bereits verschiedene aktive und passive

Ansätze [11] zur Dämpfung der Druckschwingungen, beispielsweise durch den Einsatz von Helmholtz-Resonatoren [12], untersucht.

Genau an dieser Stelle setzt die Grundidee dieser Arbeit an. Mit Hilfe von schallabsorbierender Brennkammerauskleidung, welche anstelle von herkömmlicher Isolationskeramik eingesetzt werden könnte, soll ein Teil der Schallleistung dem Rückkopplungsmechanismus entzogen werden und somit nicht mehr der Anregung von thermoakustischen Schwingungen zur Verfügung stehen. Dazu muss ein möglichst hoher Anteil in die poröse Struktur eindringen, um dort durch Wechselwirkungen mit dem Absorberskelett dissipiert zu werden. Bislang dient die Brennkammer jedoch vorwiegend der Erzeugung der notwendigen Aerodynamik zur Flammenstabilisierung, der Reduzierung hoher Strömungsgeschwindigkeiten, der optimalen Brennstoffausnutzung auf kleinstem Raum für einen großen Bereich des Brennstoff/Luftverhältnisses und der thermischen Isolation [13]. Sie ist jedoch beim Einsatz herkömmlicher Keramiken als nahezu schallhart anzusehen. Im Vergleich zu bisherigen Untersuchungen zur Unterdrückung thermoakustischer Instabilitäten unterscheidet sich der Ansatz dieser Arbeit durch die Art des Dämpfungsmechanismus, indem die keramische Brennkammerisolation um die Funktionalität eines Porenabsorbers erweitert wird.

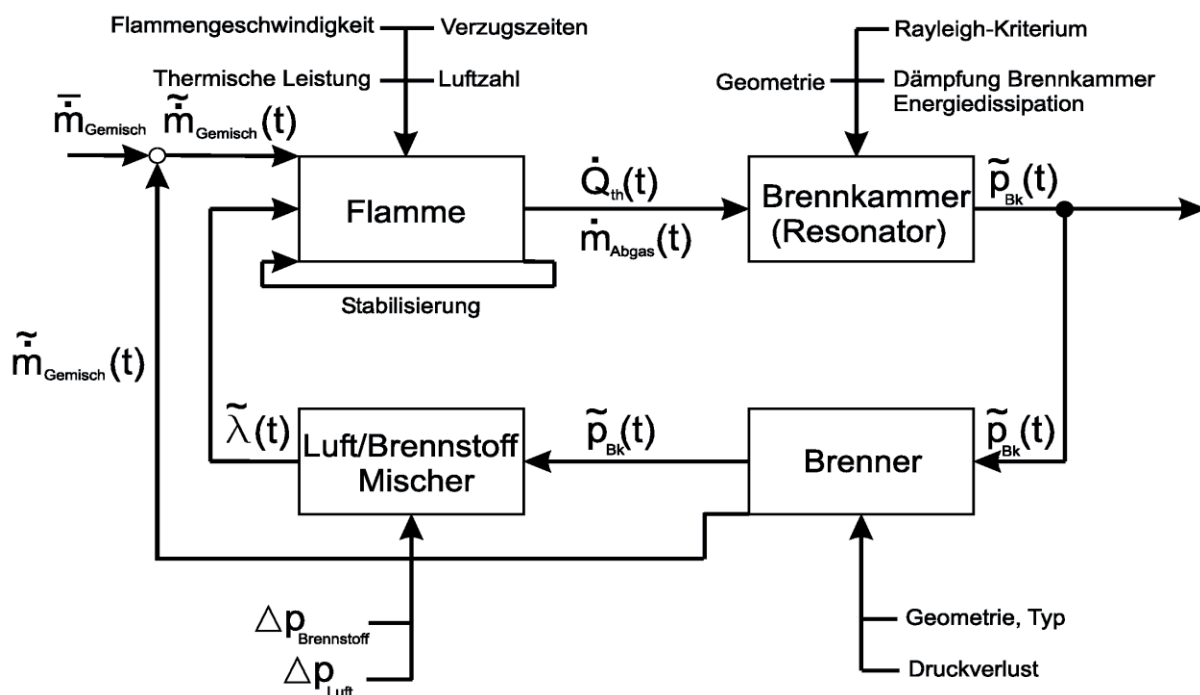


Abbildung 2 Blockdiagramm der Rückkopplungsmechanismen zur Entstehung thermoakustischer Instabilitäten, Büchner [10]

Ein für diesen Einsatzzweck geeignetes Material muss neben den Schallabsorptionseigenschaften zusätzlich über die Anforderungen traditioneller Hitzeschutzkeramiken, wie hohe thermische und thermomechanische als auch chemische und mikrostrukturelle Stabilität gegen Heißgaskorrosion, sowie über zahlreiche weitere spezifische Eigenschaften verfügen [14]. Eine annähernde Kombination dieser Eigenschaften versprechen poröse Keramiken, bei denen die Porenstruktur gezielt auf die akustischen Anforderungen in der Brennkammer eingestellt wird und gleichzeitig die weiteren gewünschten Eigenschaften ausreichend berücksichtigt werden. Es ist einleuchtend, dass

dabei gewisse Kompromisse eingegangen werden müssen, was die zum Teil widersprüchlichen Anforderungen, wie beispielsweise hohe Porosität bei gleichzeitig hoher Festigkeit betrifft.

Trotz dieser und weiterer potenzieller Einsatzgebiete, wie zur Schalldämpfung in Abgasanlagen von PKW- oder Flugzeugmotoren [15], ist derzeit kein entsprechendes kommerziell erhältliches Material verfügbar. Überdies ist das Gebiet der schallabsorbierenden Keramiken, selbst ohne Bezug zu Hochtemperaturanwendungen, in der Literatur stark unterrepräsentiert, obgleich Bauteile aus poröser Keramik einen immer wichtigeren Stellenwert für viele Anwendungen einnehmen und sich zahlreiche Herstellungsmethoden etablieren konnten [16, 17].

In dieser Arbeit steht die theoretische und experimentelle Untersuchung der Dämpfungseigenschaften poröser Keramikkacheln unter maschinennahen Bedingungen, wie erhöhten Druck und hohen Temperaturen im Mittelpunkt. Dabei wurde ein neuartiges Verfahren zur Herstellung poröser Keramikkacheln mit hoher Schallabsorption entwickelt, welches mit dem Gefriergelieverfahren und dem Platzhalterverfahren auf der Kombination zweier etablierter Verfahren zur Herstellung poröser Keramiken beruht.

1.1 Stand der Technik

In diesem Abschnitt soll der aktuelle Stand der Technik bezüglich der Dämpfung thermoakustischer Instabilitäten, der Entwicklung und Beschreibung von Porenabsorbern, der Herstellung poröser Keramiken sowie die Anforderungen an klassische Hitzeschildkeramiken vorgestellt werden. Die Entstehung von Verbrennungsinstabilitäten ist Gegenstand von Abschnitt 2.1.

1.1.1 Dämpfung thermoakustischer Instabilitäten

Die Unterdrückung verbrennungsinduzierter thermoakustischer Instabilitäten in Verbrennungsanlagen ist seit vielen Jahren Gegenstand zahlreicher Forschungsprojekte in der ganzen Welt. Thermoakustische Instabilitäten entstehen durch die Kopplung von Wärmefreisetzung während der Verbrennungsreaktion und Druckschwingungen und stellen eines der größten Probleme bei der mager vorgemischten Verbrennung dar. So sind in den Werken „*Combustion Instabilities in Gas Turbine Engines*“ [11] und „*Dynamics and stability of lean-premixed swirl-stabilized combustion*“ [18] gleich eine Vielzahl von Arbeiten zur experimentellen Untersuchung, grundlegender Mechanismen und Ansätze zur modellhaften Beschreibung von Verbrennungsschwingungen zu finden. Eine Auflistung potentieller Lösungsansätze ist zum Beispiel in einer Publikation von *Kelsall* und *Troger* [19] zu finden. Dabei werden insgesamt sehr unterschiedliche Ansätze verfolgt, die sich in passive und aktive Strategien unterteilen lassen.

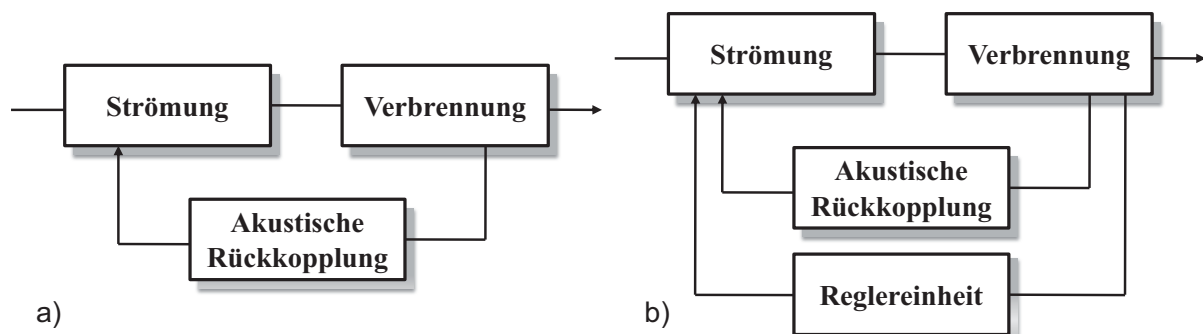


Abbildung 3 Stark vereinfachtes Blockdiagramm für verbrennungsinduzierte Instabilitäten (a), mit aktiver Unterdrückungsmaßnahme (b)

Die aktiven Strategien, welche zusammenfassend in [20] beschrieben werden, sind Stabilisierungsmaßnahmen, die durch Aktuatoren an verschiedenen Stellen der Maschine in den Regelkreis des Verbrennungssystems eingreifen können. Die Blockdiagramme in Abbildung 3 zeigen vereinfacht den zu Instabilitäten führenden Rückkopplungsmechanismus ohne (a) und mit einer aktiven Unterdrückungsmaßnahme (b). Grundsätzlich sind aktive Unterdrückungsmaßnahmen jedoch auf die Kenntnis präziser Maschinendaten angewiesen und setzen somit einen erhöhten Aufwand von Sensorik voraus. Zusätzlich wird ein hohes Maß an Verständnis für das jeweilige Verbrennungssystem vorausgesetzt.

In der Vergangenheit wurden bereits aktive Stabilisierungsmaßnahmen mit gutem Erfolg entwickelt. Im Jahr 1992 hat *Candel et al.* [21] und später weitere Forschungsgruppen [22, 23] den Einfluss temporärer Modulation des primären Brennstoffmassenstroms auf die Dämpfung von Verbrennungsschwingungen untersucht. Durch die Entwicklung von

piezoelektrischen Aktuatoren haben sich leistungsfähige und robuste Treibstoffmodulationssysteme (*Schiller et al.* [24], 2006) etabliert.

Eine weitere Projektgruppe um *Tachibana et al.* [25] führte 2007 an einem mager und vorgemischt betriebenen Drallbrenner Versuche mit einer zusätzlichen axialen Brennstoffeindüsung durch. Es konnte gezeigt werden, dass sich bereits durch eine gleichmäßige zusätzliche Brennstoffeindüsung die Druckschwingungen innerhalb der Brennkammer, abhängig von der Geometrie der Eindüsung, um bis zu 40dB bei hohen Massenstromanteilen reduzieren lassen. Durch die gezielte Modulation der eingedüssten Menge konnten vor allem bei geringen zusätzlichen Brennstoffmassenströmen eine zusätzliche Dämpfung von bis zu 10dB gegenüber der nicht-modulierten Eindüsung erreicht werden, ohne einen negativen Einfluss auf die Stickoxidemission zu haben.

Eine dritte aktive Strategie ist der Einsatz zusätzlicher Schallquellen zur direkten Manipulation der Druckschwingungen in der Brennkammer. So wurde 1995 in der Arbeit von *Annaswamy et al.* [26] in einem *Rijke-Rohr* [27] und 1998 von *Paschereit et al.* [28] an einem industrienahen drallstabilisiertem Verbrennungssystem gezeigt, wie mit Hilfe eines Systems aus Lautsprechern und Mikrofonen, die stromabwärts der Reaktionszone installiert wurden, die Druckschwingungen gezielt reduziert werden können.

Zu den passiven Strategien, welche sich in den dargestellten Blöcken „Strömung“, „Verbrennung“ und „akustische Rückkopplung“ aus Abbildung 3a verorten lassen, gehören zum einen solche, die durch Optimierung der Prozessführung oder einzelner Komponenten, als auch solche, die durch zusätzliche dämpfende Einbauten, die Schwingungsneigung des Systems herabsetzen.

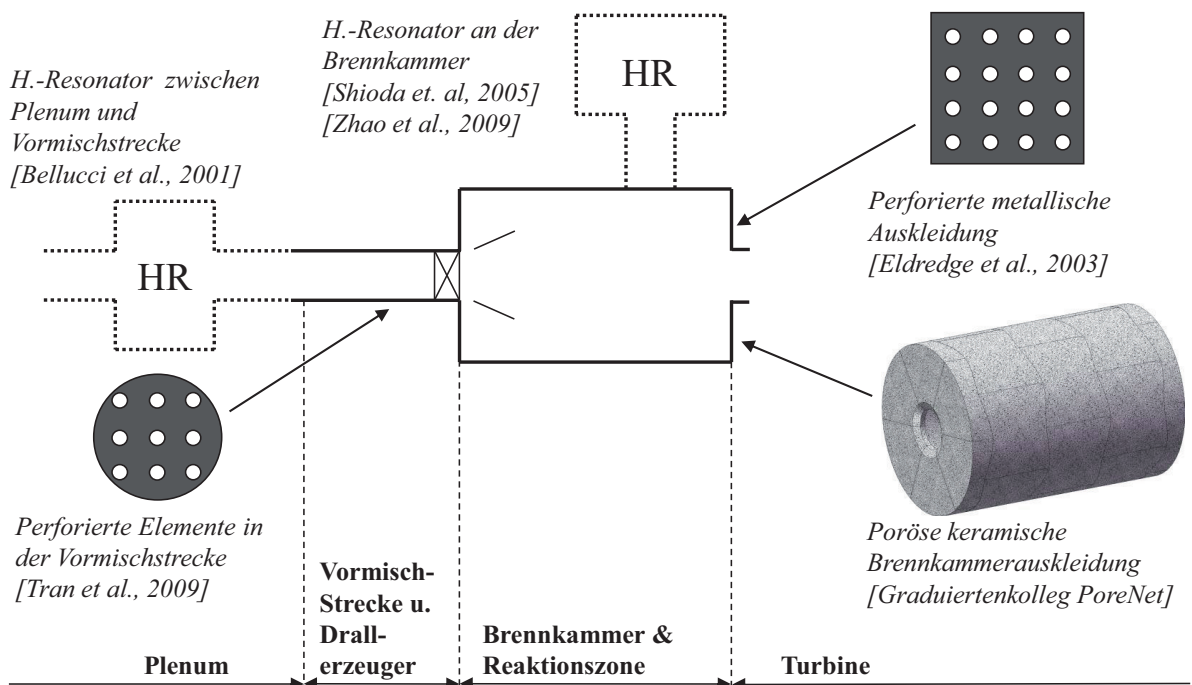


Abbildung 4 Auswahl passiver Ansätze zur Dämpfung thermoakustischer Instabilitäten anhand eines schematisch dargestellten Verbrennungssystems mit drallstabilisiertem Brenner und Rohrbrennkammer

Die Schwingungsneigung kann bereits bei der Konstruktion derartiger Verbrennungseinheiten durch „Verstimmung“ des Systems, beispielsweise durch Veränderung der Medienzuführung, der Brenner- oder der Brennkammergeometrie,

berücksichtigt werden. Bei einem Verbrennungssystem mit drallstabilisierter Flamme und Rohrbrennkammer, wie es in dieser Bauart auch in dieser Arbeit untersucht wurde, hat *Schildmacher* [29] mit Hilfe einer Paretoanalyse beispielsweise die Länge des zylindrischen Teils der Austrittsöffnung (CBO - cylindrical burner outlet) am Brenner als erhebliche Einflussgröße auf die Neigung zu Verbrennungsinstabilitäten identifiziert. Diese wurden auch von Brenner zu Brenner abwechselnd angeschragt (ABO - asymmetric burner outlet), um die Kommunikation zwischen benachbarten Brennern zu beeinflussen.

Neben der Modifikation von Brennerkomponenten wurden in vielen Arbeitsgruppen während der letzten Dekade vermehrt Forschungsprojekte durchgeführt, die den Einfluss dämpfender Einbauten, wie Helmholtz-Resonatoren oder durchströmte perforierte Bleche, auf die Schwingungsneigung untersuchten. Abbildung 4 zeigt hierzu eine Auswahl bisher verfolgter passiver Dämpfungsstrategien anhand eines schematisch dargestellten Verbrennungssystems.

So führte 2001 eine Arbeitsgruppe um *Bellucci* [30] experimentelle und theoretische Untersuchungen mit einem Helmholtz-Resonator zwischen Plenum und Brennkammer in einer industriellen Gasturbine vom Typ Alstom GT11N2 durch. Die Amplitude der Druckschwingungen bei der Hauptresonanz konnten dabei durch den Einsatz des Helmholtz-Resonators ungefähr um den Faktor 2 reduziert werden.

In der Arbeit von *Shioda et al.* [12] wurden 2005 experimentelle und numerische Untersuchungen mit Helmholtz-Resonatoren zur Dämpfung von Verbrennungsinstabilitäten durchgeführt. Dabei wurde ein einstellbarer Helmholtz-Resonator eingesetzt, der seitlich an der Rohrbrennkammer eines Laborbrenners angebracht wurde. Auch hier konnte gezeigt werden, dass sich einzelne Moden des Verbrennungssystems bei geeigneter Einstellung des Resonators entweder stark dämpfen oder in andere Frequenzbereiche verschieben lassen.

Einen Schritt weiter geht die im Jahr 2009 entstandene Arbeit von *Zhao et al.* [31]. Sie basiert auf dem Einsatz mehrerer Helmholtz-Resonatoren an einer Rohrbrennkammer. Durch in Echtzeit einstellbare Querschnittflächen der Resonatorhalse, in Kombination mit geeigneter Sensorik zur Erfassung des Schwingungszustandes, konnten mit einem Regelalgorithmus gleichzeitig mehrere Schwingungsmoden gedämpft werden.



Abbildung 5 Helmholtz-Resonatoren zur Dämpfung thermoakustischer Schwingungen in industriellen Gasturbinen (Copyright Siemens AG und ANSALDO) [32]

Umfangreiche Untersuchungen an einer industriellen Gasturbine mit Ringbrennkammer der Siemens SGT-Familie wurden 2005 von *Krebs et al.* [33] durchgeführt. Dabei konnte durch den Einsatz von 14 ringförmig um die Brennkammer angeordneten Helmholtz-Resonatoren (siehe Abbildung 5) eine kritische, schwach gedämpfte Eigenfrequenz im

Bereich von 200Hz in mehrere stärker gedämpfte Eigenfrequenzen überführt werden. Somit konnte der stabile Betriebsbereich der Anlage mit dieser Maßnahme deutlich vergrößert werden.

Wie weiter oben bereits angemerkt wurde, eignen sich auch perforierte, durchströmte Strukturen mit dahinterliegendem Hohlraum zur Dämpfung von Verbrennungsinstabilitäten. Schon 1971 berichtete *Putnam* [34] von der positiven Wirkung gelochter Strukturen auf die Stabilität von Verbrennungssystemen: „*To solve an oscillating problem, drill a hole. If that doesn't work, drill two holes*“. Putnam spielte hier auf die damals oft vorhandenen metallischen filmgekühlten Brennkammerwände an, die durch simples Bohren von Löchern in passive Absorber überführt werden können.

Trifft eine akustische Welle auf eine scharfe Kante (z.B. auf die eines zylindrischen Loches in einem Blech) führt dies zu Wirbelablösungen und lokalen Geschwindigkeitsschwankungen. Da das Dämpfungsverhalten dieser Anordnung von der dritten Ordnung der Amplitude abhängt, ist die Dämpfung für kleine Amplituden eher marginal [35].

Durch eine erzwungene Gleichströmung durch die gelochte Struktur lässt sich die Schallabsorption jedoch stark erhöhen. Die Absorptionswirkung basiert dabei auf periodischen Wirbelablösungen an der Kante der durchströmten Öffnung. Die entstehenden Verwirbelungen leiten die einfallende Schallenergie jedoch sehr ineffektiv, da diese innerhalb des Wirbels in Bewegungsenergie und schließlich in Wärme überführt wird. *Howe* [36] entwickelte hierzu 1979 ein mathematisches Modell zur Beschreibung einer mit mehreren zylindrischen Öffnungen versehenen und bei kleinen Ma-Zahlen durchströmten Lochplatte. Er konnte zeigen, dass bei hohen Re-Zahlen der Durchströmung der Absorptionsgrad nahezu unabhängig von der Amplitude der einfallenden Schallwelle ist. Der Anteil der dissipierten Schallleistung steigt somit linear mit der einfallenden Leistung.

Dowling und *Hughes* [37] zeigten 1992 in experimentellen und theoretischen Untersuchungen, dass für senkrechten Schalleinfall auf eine durchströmte geschlitzte Struktur (mit schallweichem Abschluss) maximal die Hälfte der Schallleistung dissipiert werden kann. Durch Verwendung eines schallharten Abschlusses hinter der gelochten Struktur lässt sich jedoch die Wechselwirkung zwischen Schall und gelochter Struktur derart verändern, dass für bestimmte Frequenzen (und geeignetem Abstand zur Wand) die einfallende Schallleistung komplett absorbiert werden kann.

Im Jahr 2003 führten *Eldredge* und *Dowling* [38] Experimente an einem durchströmten zylindrischen Rohr durch, welches mit einem perforierten Absorberelement ausgestattet war. Mit Hilfe von Lautsprechern wurde das System mit einem ebenen Wellenfeld angeregt und mit der *two-microphone technique* [39] charakterisiert. Die Ergebnisse zeigen, dass auch für axiale Schallausbreitung, die somit parallel zur Oberfläche des Elements verläuft, in einem weiten Frequenzbereich sehr hohe Absorptionswerte durch den Einsatz perforierter Strukturen erreicht werden können. Im Vergleich mit Daten eines theoretischen Modells, welches auf den Arbeiten von *Howe* [36] und *Dowling* [37] basiert, konnte eine sehr hohe Übereinstimmung erzielt werden.

Die Arbeitsgruppe um *Tran et al.* [40] erprobte 2009 experimentell den Einsatz einer perforierten Platte in der Luftzufuhr der Vormischstrecke eines drallstabilisierten Brenners. Durch einen einstellbaren Abstand zwischen perforierter Platte und Luftzuführung konnte die Akustik der Vormischstrecke gezielt auf die Betriebsbedingungen des Brenners angepasst und

somit die Hauptmoden der Instabilitäten des Laborbrenners nahezu komplett unterdrückt werden.

2010 führte *Heuwinkel et al.* [41] eine systematische experimentelle Untersuchung des Absorptionsverhalten perforierter Rohrsegmente bei axialer Schallausbreitung durch. Dabei wurden verschiedene Lochgeometrien, die Anzahl und Anordnung der Öffnungen sowie verschiedenen Strömungszuständen in einem zylindrischen Rohr untersucht. Die Arbeit bietet somit eine gute Datenbasis, um derartige Absorber auf die Betriebsbedingungen einer vorliegenden Verbrennungsanlage anzupassen oder deren Auslegung zu erleichtern.

Schließlich wurde in der Arbeit von *Hermann et al.* [42] verschiedene aktive und passive Ansätze zur Unterdrückung an einer industriellen Gasturbine vom Type V94.3A von Siemens mit 24 zylindrisch angeordneten Hybrid-Brennern in einer Ringbrennkammer kombiniert. Durch die Stabilisierungsmaßnahmen konnte die Ausgangsleistung der Maschine um über 10 Prozentpunkte gesteigert werden. Zusätzlich konnte im Grundlastbereich der 260 MW Anlage durch eine erhebliche Reduktion der Pilotgasmenge der Stickoxidausstoß um über 60% verringert werden.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass sich zahlreiche passive als auch aktive Strategien zur Dämpfung von Verbrennungsinstabilitäten etabliert haben und teilweise erfolgreich in industriellen Verbrennungsmaschinen eingesetzt werden. Im Bereich der passiven Strategien kommen vor allem Helmholtz-Resonatoren und perforierte Einbauten an verschiedenen Stellen des Verbrennungssystems zum Einsatz. Beide Strategien wandeln einen Teil der einfallenden akustischen Energie in Wärme um, so dass der für die Entstehung bzw. der Aufrechterhaltung des rückgekoppelten Mechanismus von Verbrennungsschwingungen weniger akustische Energie zur Verfügung steht. Helmholtz-Resonatoren zeichnen sich dabei vor allem durch hohe Absorption aus, arbeiten aber in einem vergleichsweise kleinen Frequenzbereich, benötigen Platz sowie geringe Kühlung. Mit perforierten Einbauten hingegen lassen sich ebenfalls hohe Absorptionsraten in einem weiten Frequenzbereich erreichen. Sie benötigen jedoch für die Durchströmung und Kühlung einen großen Anteil von Verdichterendluft. Aufgrund dessen, sowie wegen der negativen Beeinflussung der Strömungsdynamik in der Brennkammer und damit einhergehender Performanceeinbußen kommen perforierte Einbauten in modernen vorgemischt operierenden Gasturbinen bislang nicht zum Einsatz [43]. Das größte Problem bisheriger passiver Ansätze zur Unterdrückung von Verbrennungsinstabilitäten ist jedoch ihre Neigung nur innerhalb eines eingeschränkten Betriebsbereiches effektiv zu funktionieren. Gerade im Bereich tiefer Frequenzen, bei denen das größte vermeintliche Schadenspotential liegt, wirkt die Dämpfung deutlich ineffizienter [18].

Völlig unberücksichtigt blieb bisher der Einsatz poröser Materialien (sofern perforierte Bleche nicht zur Klasse poröser Materialien gezählt werden) zur Konditionierung der Akustik von Verbrennungssystemen. So gibt es bis heute keine Publikation über eine systematische Untersuchung eines Einsatzes von Porenabsorbern zur Dämpfung von Verbrennungsinstabilitäten.

1.1.2 Porenabsorber

Die Wirkungsweise von Porenabsorbern basiert auf dem Eindringen von Schallwelle in eine poröse Struktur. Diese erfahren dort während ihrer Ausbreitung durch Wechselwirkung mit dem Absorberskelett Reibungsverluste, welche hauptsächlich durch viskose Reibung entstehen. Um das Eindringen von Schallwellen und deren Ausbreitung im Absorber zu ermöglichen, bedarf es einer offenporigen Struktur, welche sich durch netzwerkartige durchgehende Verbindungen zwischen den Poren auszeichnet.

Zur Beschreibung und Vorrausage der akustischen Eigenschaften von Porenabsorbern haben sich eine Vielzahl unterschiedlicher Modelle [44] etabliert, die sich in drei Kategorien einteilen lassen. Die einfachsten Modelle sind die *empirischen Modelle*. Sie basieren auf empirisch gewonnenen Gleichungen, wobei die Eingangsdaten auf akustischen Messungen beruhen. *Phänomenologische Modelle* beschreiben die physikalischen Vorgänge im Absorber ohne die tatsächliche Mikrostruktur zu berücksichtigen. Stattdessen werden integrale Messwerte als Eingangsparameter der Modelle verwendet. Die *Mikrostrukturmodelle* hingegen versuchen die tatsächliche Porenstruktur möglichst exakt aufzulösen. Eine detailliertere Beschreibung der Absorbermodelle befindet sich im Abschnitt 2.3.4.

Porenabsorber können nach ihrem inneren Aufbau (Abbildung 6) klassifiziert werden und lassen sich so in Faserabsorber, haufwerksporige (granulare) Absorber und offenzellige Schäume einteilen [45].

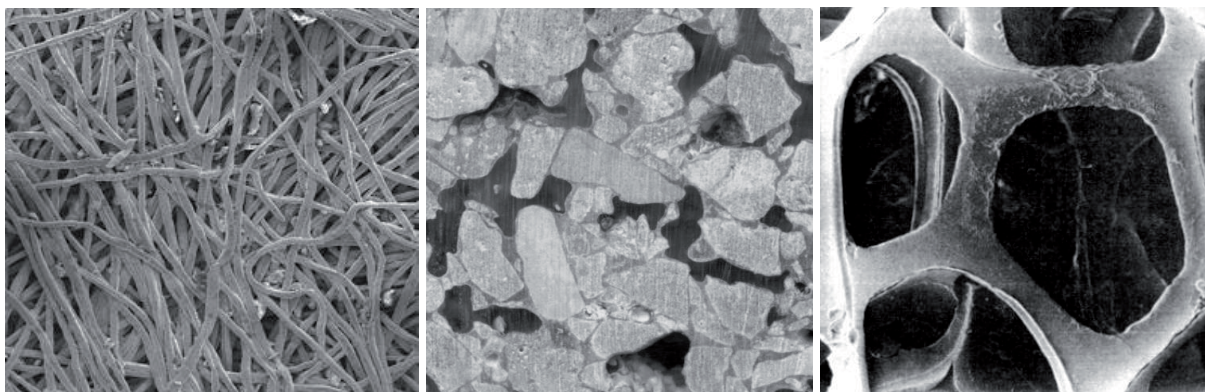


Abbildung 6 Porenabsorber mit unterschiedlichem inneren Aufbau: Faserabsorber aus Metallfasern [46], links; haufwerksporiger Absorber aus porösem Beton [47], mittig; und offenzelliger Schaum aus Polyurethan [48], rechts

Die am häufigsten zur Anwendung kommende Gruppe der Faserabsorber besteht meistens aus synthetischen Mineral- (Stein- und Glaswolle) und Polymerfasern, wobei in letzter Zeit die Verwendung natürlicher Fasern stark angestiegen ist [49]. Diese zeichnen sich durch ein hohes Schalldämpfungspotential, hohe thermische Isolation, sehr hohe Porosität bis zu 99% und ein damit einhergehendes geringes Raumgewicht sowie günstige Herstellung aus. Sie kommen vor allem im Hochbau zur Anwendung. Die Beschreibung ihrer akustischen Absorptionseigenschaften ist Gegenstand zahlreicher Untersuchungen seit vielen Jahrzehnten, z.B. von *Delany* und *Bazely* [50] von 1970 oder von *Sampson* [51] von 2009. Weitere Materialien, die sich zur Herstellung von Faserabsorbern eignen, sind organische Fasern wie Aramid-, Polyethylen-, Polyesterfasern oder auch Metallfasern [46, 52]. Letztere zeichnen sich neben zahlreichen positiven Eigenschaften vor allem durch vergleichsweise hohe Festigkeit und Temperaturbeständigkeit aus. Für den Einsatz in Gasturbinenbrennkammern

eignet sich die Gruppe der Faserabsorber jedoch aufgrund geringer Formstabilität, einer aufwendigen Fixierung innerhalb der Brennkammer und der Gefahr der Entfaserung weniger.

Bei der Gruppe der haufwerksporigen Absorber handelt es sich beispielsweise um Sandschüttungen, Sintermetalle, partikuläre poröse Keramiken oder porösen Beton. Eine erste Beschreibung der Schallausbreitung eines Fluids innerhalb einer dichten Packung partikulärer Festkörper erfolgte bereits 1952 von *Morse* [53]. Die Schallabsorption derartiger Strukturen ist beispielsweise beim Einsatz poröser Betonschichten als zusätzlichem Straßenbelag zur Lärminderung interessant [47]. Eine Untersuchung der Einflussgrößen von Packungen partikulärer Keramiken auf die Schallabsorption wurde 1993 von *Takahara* [54] vorgestellt.

Die dritte Gruppe der Porenabsorber sind die offenzelligen Schäume. Zu ihnen zählen beispielsweise Polymer-, Metall- und Keramikschaume. Dabei nimmt die Untersuchung der akustischen Eigenschaften und deren Voraussage vor allem bei Polymer- [48] aber auch zunehmend bei Metallschäumen [55, 56] einen zunehmenden Stellenwert in der Fachliteratur ein.

Die meisten Untersuchungen von Porenabsorbern beziehen sich auf das Absorptionsverhalten mit Luft als Schallübertragungsmedium bei Raumtemperatur und einem Umgebungsdruck von 1bar. Soll jedoch beispielsweise das Absorptionsverhalten eines Schalldämpfers für eine Abgasanlage bestimmt werden, müssen die Modelle hohe Temperaturen, Temperaturgradienten und hohe Umgebungsdrücke berücksichtigen und die Experimente bei entsprechenden Bedingungen durchgeführt werden.

Eine experimentelle Untersuchung des akustischen Verhaltens von Faserabsorber bei hohen Umgebungstemperaturen wurde 1976 von *Christie* [57] durchgeführt. Mit einem beheizbaren Teststand konnten die empirischen Eingangsgrößen für das Absorbermodell nach *Delany* und *Bazely* [50] sowie des Strömungswiderstandes in Abhängigkeit der Umgebungstemperatur bis 500°C bestimmt werden.

2009 führte *Sun et al.* [58] Messungen an Metallfaserabsorbern in einem bis zu 500°C beheizbaren Impedanzrohr durch. Es konnte gezeigt werden, dass für die untersuchten Absorber die Absorption mit zunehmender Temperatur abnimmt. Zusätzlich konnte dieses Verhalten mit theoretischen Berechnungen, die auf einem abgewandeltem Mikrostrukturmodell von *Dup'ere* [59] basieren, nachvollzogen werden.

1.1.3 Poröse Keramiken

Die Eigenschaften poröser Materialien sind von ihrem innerem Aufbau, welcher beispielsweise durch die Porosität, die Form, Größe und Verbindung der Poren beschrieben werden kann und dem Material aus dem sie bestehen, abhängig. Gegenüber massiven Festkörpern können poröse Materialien stark veränderte Eigenschaften, wie sehr hohe spezifische Oberfläche und/oder eine hohe Permeabilität aufweisen.

Im Vergleich zu porösen Polymeren und Metallen sind poröse Keramiken bislang die am wenigsten beschriebene Materialklasse. Dabei hat ihre Bedeutung, z.B. als Filtermaterial, Katalysatorträger, Membran oder zur Zellkultivierung in den letzten Jahren stark zugenommen [60].

Poröse Strukturen können bezüglich ihrer Porengröße klassifiziert werden. Unterschieden werden *mikroporöse* Strukturen mit einem Porendurchmesser von unter 2nm, *mesoporöse* Strukturen mit Porendurchmessern zwischen 2nm und 50nm und *makroporöse* Strukturen mit Porengrößen über 50nm. Für den Einsatz poröser Materialien zur Schallabsorption kommen

jedoch nur offenzellige *makroporöse* Strukturen mit erhöhtem Porendurchmesser und somit geringerem Strömungswiderstand in Frage, um das Eindringen der Schallwelle in den Absorber zu gewährleisten.

Die Verfahren zur Herstellung *makroporöser* Keramiken lassen sich bezüglich der Herstellungsrouten in drei Kategorien einteilen [16]. Die *Replika-Technik* (siehe Abbildung 7a) stellt einen Abformungsprozess dar. Dabei wird das abzuformende Templat (z.B. ein Polymerschäum) mit einer keramischen Suspension (Schlicker) getränkt und ausgepresst. Bei geeigneter Prozessführung bildet sich ein gleichmäßiger stabiler keramischer Film auf dem Templat aus. In einem weiteren Prozessschritt wird der Schlicker dann getrocknet und das Templat, z.B. durch Ausbrennen, entfernt. Die resultierende Struktur entspricht danach in etwa dem Positiv des Templates. Bei der Verwendung von Polymerschäumen als Templat lassen sich offenzellige Strukturen mit einer Porosität zwischen 40%-95% herstellen. Diese zeichnen sich durch eine regelmäßige Struktur und ein hohes Maß an Verbindungen zwischen den einzelnen Poren aus. Typische mittlere Porengrößen dieses Verfahrens liegen im Bereich zwischen 200µm und 3mm. Abbildung 8 zeigt hierzu die mittleren Porengrößen verschiedener Herstellungsverfahren von verschiedenen Arbeitsgruppen.

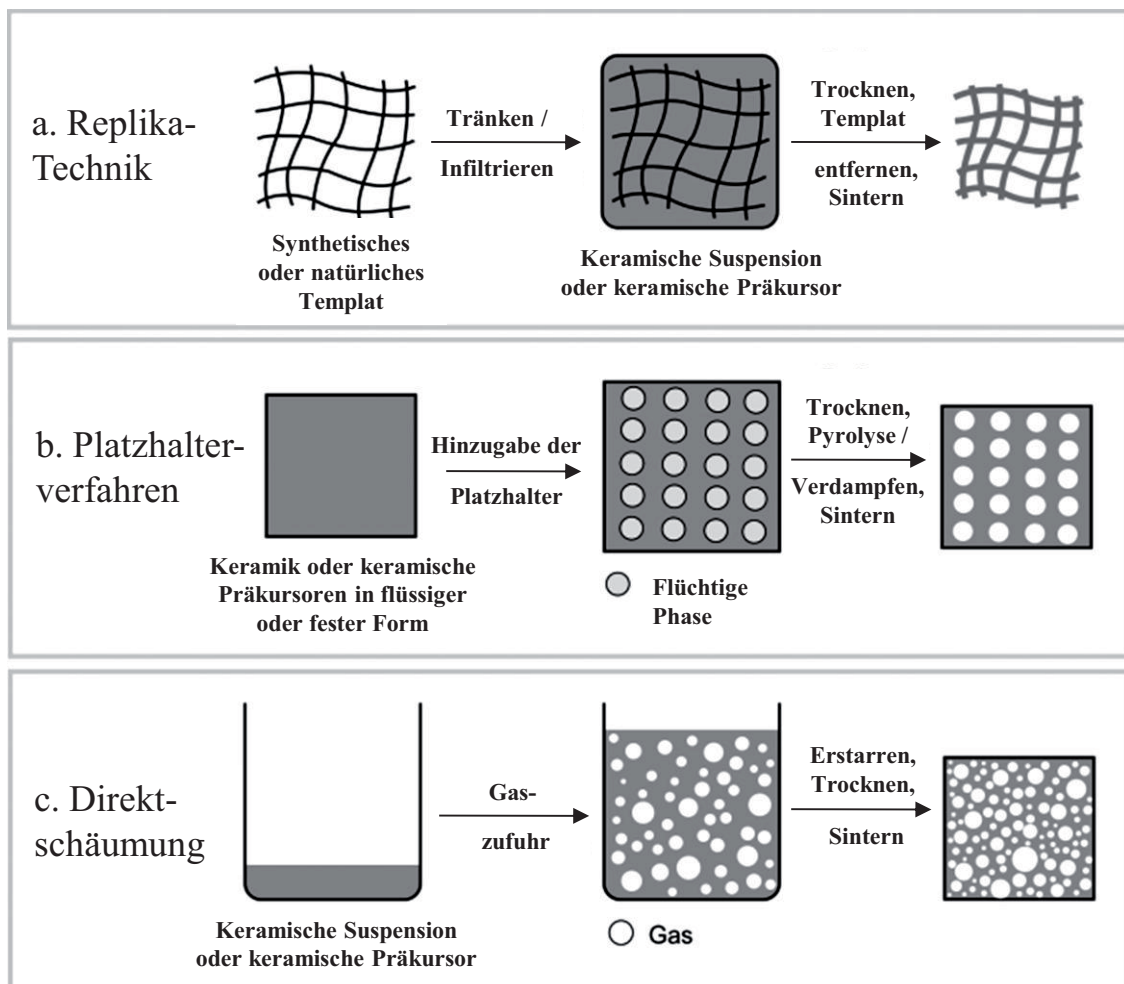


Abbildung 7 Übersicht der Abläufe verschiedener Herstellungsverfahren poröser Keramiken nach [16] Studart et al.: a) Replika-Technik, b) Platzhalterverfahren und c) Direktschäumungsverfahren

Ein weiteres Verfahren ist das *Platzhalterverfahren* (siehe Abbildung 7b). Hierbei werden Platzhalter (z.B. Polymer- oder Graphitpartikel [61]) in eine keramische Suspension gegeben,

die nach Verfestigung (z.B. durch Trocknung) der keramischen Suspension ausgebrannt werden. Das Verfahren führt so zu einer porösen Struktur, die in etwa dem Negativ der verwendeten Platzhalter entspricht. Der größte Vorteil dieses Verfahrens beruht auf der leichten Einstellbarkeit der Porosität (20% - 90%), der Porengrößenverteilung ($1\mu\text{m}$ - $700\mu\text{m}$) und der Porenmorphologie durch eine geeignete Wahl der Platzhalter. Zu den Platzhalterverfahren kann jedoch auch das in dieser Arbeit verwendete Gefriergelelierverfahren [62] eingeordnet werden, obwohl keine Festkörper als flüchtige Phase eingesetzt werden. Bei dem Gefriergelelierverfahren wird eine keramische Suspension eingefroren und anschließend getrocknet. Die beim Gefrierprozess entstehenden Eiskristalle führen zu einer netzwerkartigen offenporigen lamellaren Struktur, die nach der Trocknung des Bauteils erhalten bleibt. Die Breite der lamellaren Poren befindet sich typischerweise im Bereich zwischen $2\mu\text{m}$ - $200\mu\text{m}$. Die Vorteile des Gefriergelelierverfahrens liegen neben der charakteristischen Porenstruktur vor allem in der endformnahen Fertigung komplexer Bauteile bei sehr geringen Sinterschwindungen. Eine ausführlichere Beschreibung dieses Verfahrens ist Gegenstand von Abschnitt 2.4.

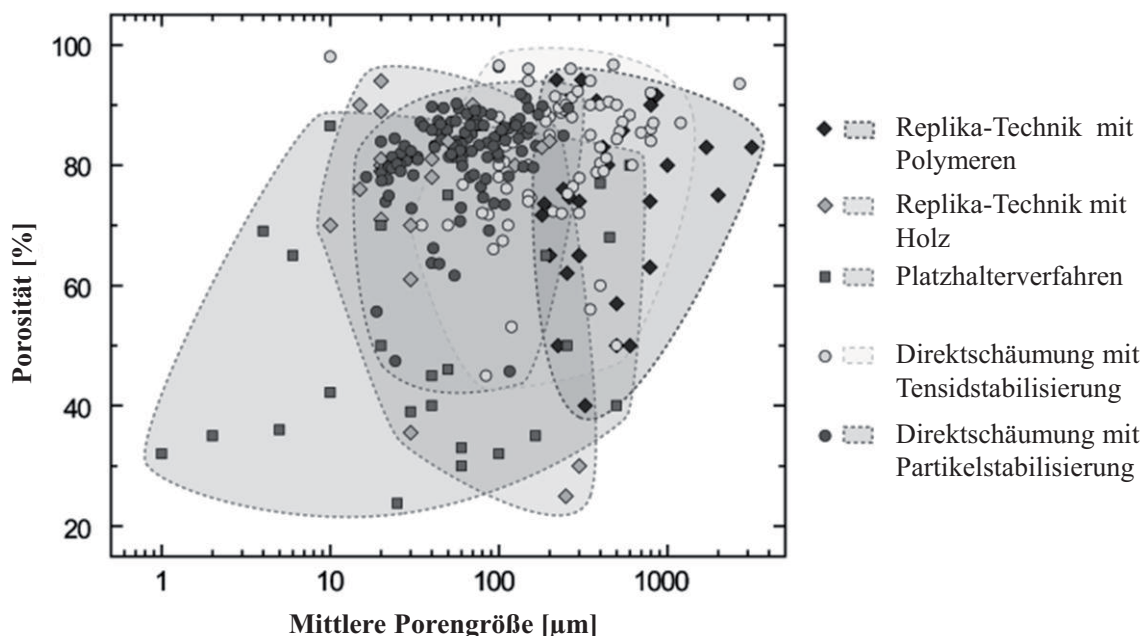


Abbildung 8 Typische Porosität und Porengröße verschiedener Herstellungsverfahren makroporöser Keramiken nach Studart et al. [16]

Das *Direktschäumungsverfahren* zur Herstellung poröser Keramiken (siehe Abbildung 7c) zeichnet sich durch die Entstehung von Gas und der daraus folgenden Blasenbildung innerhalb einer keramischen Suspension aus. Bildet sich ein stabiler Schaum aus, kann dieser anschließend getrocknet und zur weiteren Festigkeitssteigerung gesintert werden. Die Stabilisierung erfolgt dabei in der Regel durch den Einsatz von Tensiden oder Partikeln. Durch die Prozessparameter des Schäumungsprozesses können sowohl geschlossene als auch offenporige Strukturen erzeugt werden. Die Porosität für mit Tensiden stabilisierte Schäume kann typischerweise im Bereich von 40%-97% bei Porengrößen von $35\mu\text{m}$ - $1,2\text{mm}$ (Vgl. Abbildung 8) eingestellt werden. Die Stabilisierung des Schaums und die Einstellung der gewünschten Blasengröße stellen dabei hohe Herausforderungen an den Prozess.

Zwei der wenigen Arbeiten zum Thema Schallabsorption von porösen Keramiken sind von Zhang [63] und Fuji et al. [64]. Sie entwickelten 2005 ein kontinuierliches

Schäumungsverfahren zur Herstellung makroporöser Keramiken mit einer Gesamtporosität zwischen 52% und 65%. Diese weisen jedoch unterhalb von 1000Hz mit einem Absorptionsgrad von maximal 35% eine relativ geringe Schallabsorption auf.

Insgesamt ist die Untersuchung und Entwicklung schallabsorbierender poröser Keramik in der Literatur stark unterrepräsentiert, obwohl sich in den letzten Jahren eine Vielzahl unterschiedlicher Methoden zur Herstellung offenzelliger Keramikschaume etablieren konnte.

1.1.4 Keramische Hitzeschilde in stationären Gasturbinen

Wie bereits erwähnt wurde, sind traditionelle keramische Hitzeschilde bislang nicht im Hinblick auf deren akustisches Dämpfungsverhalten entwickelt worden und können als annähernd schallhart angesehen werden. Zu groß scheint der Widerspruch zwischen dem Einsatz offenporiger, hochporöser Materialien und den hohen Anforderungen für den Einsatz in einer Gasturbinenbrennkammer zu sein. Hinzu kommt die, im Vergleich zu anderen Dämpfungsmechanismen wie Helmholtz-Resonatoren, abfallende Schallabsorptionsleistung bei tiefen Frequenzen für realistische Abmessungen der Absorberschicht. An herkömmlichen Hitzeschildkeramiken existieren, aufgrund der enormen Belastungen im Betrieb und der hohen geforderten mittleren Betriebszeit von vielen tausend Stunden ohne Ausfälle, eine Vielzahl von Anforderungen. So liegen an der Innenseite einer Hitzeschildkeramik in einer Ringbrennkammer typische Temperaturen von 1500°C an, welche auf der Rückseite der Kachel auf ca. 600°C abfällt. Die Temperaturdifferenz zwischen Vorder- und Rückseite, der typischerweise ca. 4cm dicken Kacheln, beträgt dann beachtliche 900°C. Neben der hohen Temperaturfestigkeit sind hohe Beständigkeit gegenüber Korrosion und Oxidation, geringe thermische Ausdehnung, ein geringes Elastizitätsmodul, hohe Beständigkeit gegenüber thermischem Ermüden, geringe Herstellungskosten und einfache Herstellung weitere wichtige Anforderungen [13].

1.2 Zielsetzung dieser Arbeit

Das Ziel dieser Arbeit ist die Beschreibung des Zusammenhangs zwischen der Porenstruktur (bzw. deren einfach bestimmbaren Eigenschaften) von keramischen Porenabsorbern und deren Schallabsorption mit dem Hintergrund Verbrennungsinstabilitäten in stationären Gasturbinenanlagen zu dämpfen. Hierzu sollen bestehende Absorbermodelle so angepasst werden, dass die akustischen Eigenschaften von keramischen Porenabsorbern unter hohen Temperaturen und Drücken richtig beschrieben und vorausgesagt werden können. Zur Validierung dieser Modelle sollen Messungen in akustischen Prüfständen mit verschiedenen Prüfkörpern herangezogen werden. Da die Entwicklung keramischer Porenabsorber in der Literatur stark unterrepräsentiert und bislang kein geeignetes kommerziell erhältliches Material verfügbar ist, wurde auf der Basis etablierter Verfahren eine neuartige Methode zur Herstellung poröser Keramiken entwickelt.

1.3 Vorgehen

Bei dieser Arbeit stand zunächst die Entwicklung eines Prozesses zur Herstellung von schallabsorbierenden porösen keramischen Hitzeschildkacheln im Vordergrund. Dabei wurde ein möglichst hoher Schallabsorptionsgrad im Frequenzbereich bis 1000Hz (siehe Abschnitt 2.1) bei einer Kacheldicke von 30mm angestrebt. Neben hohen Schallabsorptionseigenschaften und den damit verbundenen Anforderungen an die Porenstruktur sollte der Herstellungsprozess akustisch homogene, rissfreie, endformnahe und selbsttragende Bauteile mit komplexer Geometrie und geringen Sinterschwindungen ermöglichen. Dabei wurde sich auf das Gefrier gelierv Verfahren konzentriert, da es hervorragend für die endformnahe Herstellung komplexer Geometrien geeignet ist und die lamellare Porenstruktur in Kombination mit porositätssteigernden Maßnahmen hohe Schallabsorption verspricht. Die Entwicklung wurde mit der Unterstützung des „*Advanced Ceramics*“ Instituts der Universität Bremen durchgeführt. Mit REM und μ -CT wurden sowohl bildgebende als auch integrale Messmethoden, wie Wassereindringverfahren und Druckverlustmessungen zur Charakterisierung der Porenstruktur verwendet. Parallel zur Entwicklung des Herstellungsprozess wurde mit dem Aufbau eines Impedanzrohres zur Bestimmung des frequenzabhängigen Schallabsorptionsgrads von Porenabsorbern bei senkrechtem Schalleinfall mit erhöhter Genauigkeit im tieffrequenten Bereich und eines Versuchsstandes zur Transfermatrixbestimmung zur akustischen Charakterisierung komplexerer Geometrien begonnen.

Zur Vorhersage der akustischen Eigenschaften poröser Absorber und Unterstützung der Materialentwicklung durch Zielparameter wurden verschiedene Absorbermodelle im Hinblick auf die akustische Beschreibung des entwickelten Materials untersucht und in einen ausführbaren Code umgewandelt. Hierbei sollte ein Modell verwendet werden, dass die entscheidenden physikalischen Vorgänge der Schallabsorption korrekt beschreibt, ohne die komplette Porenstruktur mit hohem Detailierungsgrad aufzulösen und zusätzlich nur wenige leicht bestimmbare Eingangsparameter benötigt. Die Validierung des Codes erfolgte durch den Vergleich mit Absorptionsmessungen im Impedanzrohr bei Standardbedingungen. Durch Erweiterung des Modells und Anpassung des Codes für hohe Temperaturen und Drücke und der Berücksichtigung von Temperaturverläufen und gradierter Eigenschaften der porösen Struktur quer durch den Absorber soll die Absorptionsleistung bei maschinennahen Bedingungen vorhergesagt werden.

2 Grundlagen

In diesem Abschnitt wird auf die Grundlagen von Verbrennungsinstabilitäten, die Akustik mit besonderem Augenmerk auf die Schallabsorption von Porenabsorbern, sowie das Gefrier gelierv Verfahren zur Herstellung poröser Keramiken eingegangen.

2.1 Verbrennungsinstabilitäten

Strömungsschwankungen treten selbst bei stabilen Betriebsbedingungen in jedem Verbrennungssystem auf. Allgemein wird der Zustand eines Verbrennungssystems mit Druckschwankungen unterhalb von 5% des statischen Brennkammerdrucks als stabil bezeichnet [65]. Die Verbrennung mit höheren aber unregelmäßigen Druckschwankungen wird mit „*rough combustion*“ bezeichnet. Treten erhöhte Druckschwankungen jedoch bei einer oder mehreren akustischen Moden periodisch auf, wird von Verbrennungsinstabilitäten gesprochen. Diese treten beispielsweise in Antriebssystemen, Gasturbinen, Anlagen zur Prozesswärmeerzeugung und Ofenanlagen auf und zählen zu den größten Betriebsproblemen dieser Anlagen. Durch die hohen Druck- und Geschwindigkeitsschwankungen kann es zu erhöhtem Wärmeaustausch und thermischer Belastung der Brennkammerauskleidung, hoher mechanischer Wechselbelastung und daraus resultierender frühzeitiger Ermüdung der Systemkomponenten sowie zum Verlöschen oder „Flashback“ führen [66]. Zusätzlich können Verbrennungsinstabilitäten durch ungünstige Beeinflussung des lokalen und momentanen Mischungsverhältnisses aus Brennstoff und Oxidator zu einer erheblichen Zunahme der thermischen NO_x-Emission [67] führen.

Die erste Entdeckung von Verbrennungsinstabilitäten wurde bereits 1777 von *Higgins* [68] gemacht. Er beobachtete, dass an einer vorgemischten Gasflamme in einem Rohr erhebliche Verbrennungsschwingungen auftreten können. Dieses Phänomen wurde schließlich in der Geschichte als „*singende Flammen*“ bekannt. *Lord Rayleigh* [69] publizierte 1878 das nach ihm benannte „*Rayleigh-Kriterium*“, welches ein notwendiges aber nicht hinreichendes Kriterium für stabile Verbrennungsschwingungen darstellt. Es besagt, dass stabile Brennkammerschwingungen dann auftreten, wenn die Zufuhr von Wärme im Moment des höchsten Drucks erfolgt. Erst 1971 stellte *Putnam* [34] mit

$$\int_0^T q'(t) \cdot p'(t) dt > 0 \quad (1.1)$$

einen allgemeinen mathematischen Zusammenhang, der über *Rayleigh's* Sonderfall der gleichphasigen Wärmeabgabe der Flamme mit der Druckschwingung hinausgeht, auf. Instabilitäten können demnach nur auftreten, wenn innerhalb einer Periodendauer das Integral aus Wärmefreisetzung $q'(t)$ und Druckschwankungen $p'(t)$ positiv ist. Dies ist genau dann der Fall, wenn der Phasenversatz zwischen Wärmefreisetzung und Druckschwankung kleiner 90° ist. Für Verbrennungsinstabilitäten muss jedoch zusätzlich die freigesetzte akustische Energie größer als die Energiedissipation im System sein.

Die vorwiegende Ursache, welche zu Instabilitäten in Gasturbinenbrennkammern und anderen Verbrennungssystemen führt, besteht in dem relativ kleinen akustischen Volumen der

Brennkammer im Verhältnis zur großen Energiemenge, welche durch die Verbrennung freigesetzt und zu einem gewissen Anteil in Druckschwankungen überführt wird. Diese Druckschwankungen können sich innerhalb des kompletten Verbrennungssystems ausbreiten und die Flammendynamik beeinflussen und somit eine Rückkopplung zwischen Strömung und Verbrennungsprozess initiieren.

Abbildung 9 zeigt den Rückkopplungsmechanismus, der für die Entstehung von Verbrennungsinstabilitäten verantwortlich ist: Schwankungen in der Strömungsgeschwindigkeit und/oder thermodynamischer Zustandsgrößen führen zu Schwankungen der Wärmefreisetzung in der Reaktionszone. Diese regen akustische Schwingungen im System an, welche wiederum ursächlich für die Strömungs- und Mischungsschwankungen sind. In Abhängigkeit der Dämpfung des Systems, kommt es zu einer Abnahme der Schwingungsamplitude oder aber zu einem selbstverstärkenden Effekt.

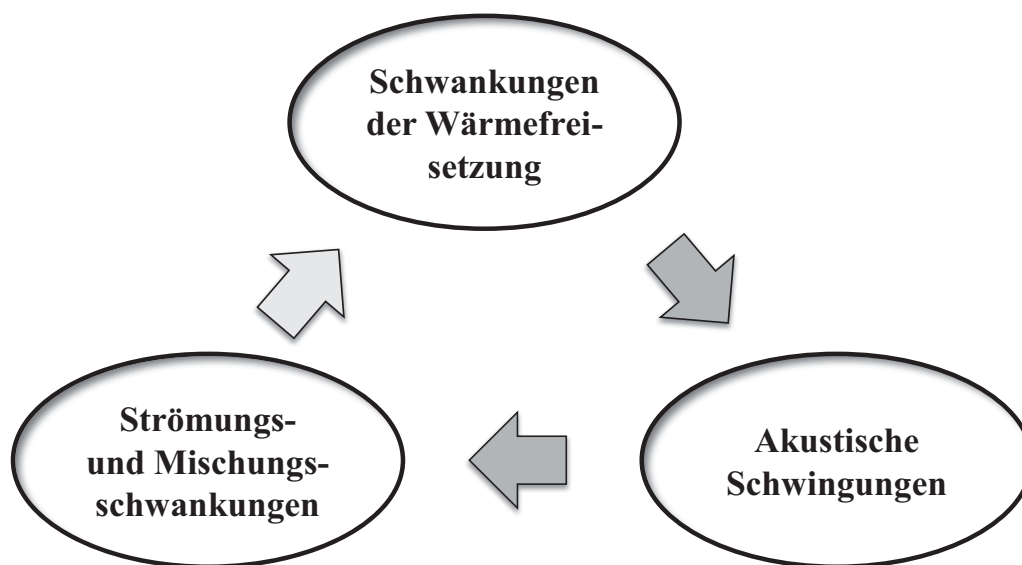


Abbildung 9 Vereinfachte Darstellung des zu Verbrennungsinstabilitäten führenden Rückkopplungsmechanismus

Die Dämpfung des Systems spielt also eine bedeutende Rolle, um selbstverstärkende Verbrennungsinstabilitäten zu vermeiden. Dabei können nach *Zinn* und *Lieuwen* [66] drei unterschiedliche Mechanismen zur Dämpfung des Gesamtsystems beitragen:

- Dämpfung durch viskose Effekte und Wärmetransport an Grenzflächen. Dieser Effekt wird z. B. bei der Verwendung von Helmholtz-Resonatoren (Abschnitt 1.1.1) erfolgreich ausgenutzt und ist auch die Grundlage für den Einsatz von Porenabsorbern (Abschnitt 2.3.3).
- Konvektiver Transport akustischer Energie über die Systemgrenzen durch Wellenausbreitung und in einer überlagerten Gleichströmung.
- Transfer akustischer Energie aus dem Bereich der natürlichen Moden des Systems in andere Frequenzbereiche. Dieser Effekt tritt z. B. bei der Aufweitung einer schmalbandigen Anregung durch Reflexion und Streuung an turbulenten Wirbeln oder sich bewegenden Flammenfronten auf.

Weiterhin lassen sich Verbrennungsinstabilitäten in drei verschiedene Kategorien einteilen, die sich in ihrem Frequenzbereich und in ihrer Ursache unterscheiden. Je nach betrachteter Literaturquelle variieren diese jedoch sowohl in der Beschreibung der Ursachen

als auch in dem Frequenzbereich um mehrere Hertz. Nach *Mongia et al.* [70] treten die niederfrequenten Instabilitäten im Frequenzbereich unter 30Hz auf und können zum sogenannten „Blow-out“ der Flamme führen. Im mittleren Frequenzbereich von 100Hz bis 1000Hz sind die „*intermediate-frequency instabilities*“ angesiedelt. Sie beruhen auf der Kopplung von Druckschwingungen und dem Verhältnis von Brennstoff zu Brennluft. Bei Frequenzen über 1000Hz wird schließlich von hochfrequenten Instabilitäten gesprochen, bei denen die Ursache in der Wechselwirkung zwischen akustischen Störungen und der Flammenausbreitung zu suchen ist. Die Arbeit von *Krebs et al.* [33] wählt eine abweichende Einteilung: Tieffrequente ($< 50\text{Hz}$) Instabilitäten werden als „Helmholtz-Moden“ beschrieben, während für Instabilitäten bei Frequenzen zwischen 50Hz und 1000Hz longitudinale und bei Frequenzen ab 1kHz transversale Moden innerhalb der Brennkammer verantwortlich gemacht werden. Die Arbeit von *Sewell und Sobieski* [71] nennt Instabilitäten zwischen 10Hz und 50Hz „*rumble instabilities*“. Diese vor allem bei sehr magerer Verbrennung nahe der Verlöschungsgrenze auftretende Instabilitäten werden als „*cold tones*“ bezeichnet, da ihre Amplitude mit abnehmender Flammentemperatur steigt. Im Gegensatz dazu werden Instabilitäten zwischen 50-250Hz mit „*hot tones*“ bezeichnet, da sich ihre Amplitude mit steigender Flammentemperatur erhöht. Ab 250Hz werden die Instabilitäten dann als „*screech instabilities*“ bezeichnet. Die unterschiedliche Einteilung der verschiedenen Arbeiten zeigt, wie schwer eine allgemeine Abgrenzung von Frequenzbereich und Wirkungsmechanismen ist. Es bleibt jedoch festzuhalten, dass Verbrennungsinstabilitäten in einem weiten Frequenzbereich auftreten können. Daraus folgt, dass die Dämpfung des Verbrennungssystems idealerweise breitbandig ausgelegt sein sollte.

2.2 Grundlagen der Akustik

Die Ausbreitung kleiner Druck- und Dichteschwankungen in einem elastischen Medium (Gase, Flüssigkeiten, Festkörper) wird Schall genannt. In Gasen und Flüssigkeiten erfolgt dessen Ausbreitung in Form von Longitudinalwellen, welche sich durch die Gleichheit von Ausbreitungs- und Schwingungsrichtung auszeichnen. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schallwellen, die Schallgeschwindigkeit c kann in idealen Gasen mit

$$c = \sqrt{\frac{\kappa \cdot R \cdot T}{M}} \quad (1.2)$$

berechnet werden. Dabei ist κ der Isentropenexponent, R die universelle Gaskonstante, T die absolute Temperatur und M die molare Masse. Die Schallgeschwindigkeit hängt somit nur von dem Ausbreitungsmedium und der Temperatur und nicht vom Umgebungsdruck oder der Dichte ab. Erwähnenswert dabei ist, dass die Verdichtung im Freifeld rein adiabatisch erfolgt und somit Gleichung (1.2) auch ausschließlich für die adiabatische Schallausbreitung gilt. Dies resultiert aus der geringen Geschwindigkeit der Wärmeleitung in Gasen. Im Vergleich zu den raschen zeitlichen Zustandsänderungen in Schallfeldern verbleibt für thermische Ausgleichsvorgänge zu wenig Zeit. Erfolgt die Schallausbreitung jedoch in Wechselwirkung mit einem Festkörper, beispielsweise bei der Schallausbreitung in einer porösen Struktur, die ausführlich in Abschnitt 3.3 beschrieben wird, kann es insbesondere im Bereich tiefer Frequenzen zu einer isothermen Zustandsänderung kommen.

Zur Beschreibung eines Schallfelds dienen die zeitlichen und örtlichen Änderungen der sogenannten Feldgrößen Schalldruck p , Dichte ρ und Schallschnelle v . Dabei sind Schalldruck und Dichte skalare Größe und haben demnach keine Richtung, während die Schallschnelle eine vektorielle Größe und somit richtungsabhängig ist. Die Schallschnelle bezeichnet die Geschwindigkeit der Fluidteilchen, mit der diese um ihre Ausgangslage schwingen. Die dabei auftretende Auslenkung ξ der Fluidteilchen liegt üblicherweise in der Größenordnung weniger Millimeter und kann mit

$$\xi = \frac{v_{RMS}}{\omega} = \frac{\hat{v}}{\sqrt{2} \cdot \omega} \quad (1.3)$$

bestimmt werden. Sie ist somit von der Kreisfrequenz $\omega = 2 \cdot \pi \cdot f$ und dem Effektivwert der Schnelle v_{RMS} beziehungsweise von \hat{v} abhängig.

Zwei weitere oft verwendete Größen zur Beschreibung von Schallfeldern sind die Schallkennimpedanz Z und die Kreiswellenzahl k . Die Schallkennimpedanz berechnet sich aus dem Quotienten aus Schalldruck p und Schallschnelle v mit

$$Z = \frac{p}{v} = X + j \cdot Y. \quad (1.4)$$

Sie ist eine komplexe Größe und lässt sich demzufolge in einen Realteil X (Resistanz) und einen Imaginärteil Y (Reaktanz) zerlegen. Im Freifeld kann die Schallkennimpedanz mit

$$Z_0 = \rho \cdot c \quad (1.5)$$

dem Produkt aus Dichte und Schallgeschwindigkeit angegeben werden und repräsentiert den Widerstand, den die Fluidelemente der oszillatorischen Bewegung in einer Welle entgegen bringen. Bei einer höheren Schallkennimpedanz ist eine entsprechend höhere Druckamplitude notwendig, um in einer Welle die gleiche Schnelle und Teilchenauslenkung zu erreichen. Die Kreiswellenzahl nimmt bei ungedämpfter und verlustfreier Schallübertragung die Form

$$k = \frac{\omega}{c} = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \quad (1.6)$$

an und ist somit wiederum von Kreisfrequenz und der Schallgeschwindigkeit abhängig. Für gedämpfte Schwingung bekommt die Kreiswellenzahl einen imaginären Anteil und wird somit eine komplexe Größe.

2.2.1 Linearisierung

Bei Betrachtung lediglich kleiner Änderungen der Schallfeldgrößen kann eine Linearisierung erfolgen, bei der alle Terme höherer Ordnung der grundlegenden Differentialgleichungen der Akustik vernachlässigt werden, die im kommenden Abschnitt vorgestellt werden. Zusätzlich werden bei der Verwendung absoluter Größen unter Wegfall der zeitlich veränderlichen Größen nur die statischen mittleren Größen verwendet. Es wird dann von linearisierter Akustik gesprochen. Um zu verdeutlichen, was mit „kleinen Änderungen“ gemeint ist, sollen sich die absoluten Größen p , ρ und \mathbf{v} als Summe aus stationären mittleren Größen und einer überlagerten zeit- und ortsabhängigen Störung (Wechselgröße) mit

$$\begin{aligned} p &= p_0 + p' \\ \rho &= \rho_0 + \rho' \\ \mathbf{v} &= \mathbf{v}_0 + \mathbf{v}' \end{aligned} \quad (1.7)$$

gedacht werden. Die Störungen sind oft viel kleiner als die stationären Mittelwerte. Betrachten wir beispielsweise die Schmerzgrenze des menschlichen Gehörs (sie entspricht je nach Quelle zwischen 130dB und 140dB), so entspricht dies einem Schalldruck von $p' = 63,25\text{Pa} = 0,63\text{mbar}$ bzw., $p' = 200\text{Pa} = 2\text{mbar}$. Der Luftdruck bei Standardbedingungen beträgt 101325Pa bzw. $1013,25\text{mbar}$ und liegt somit um mehrere Größenordnung über dem Schalldruck der Schmerzgrenze. So können für diesen Fall mit gutem Gewissen Druckterme höherer Ordnung vernachlässigt werden. Im Folgenden wird bei den Wechselgrößen auf die Angabe des „‘“ verzichtet. Wenn es sich um statische Größen handelt, wird zur Unterscheidung weiterhin der Index „0“ verwendet.

2.2.2 Wellengleichung

Zur Herleitung der Wellengleichung für die Schallausbreitung im verlustfreien Medium werden zunächst die linearisierten Differentialgleichungen für Schallfelder angegeben. Dazu gehören die Impuls- bzw. Kraftgleichung, die Kontinuitätsgleichung sowie die Zustandsgleichung der Thermodynamik.

Zur Herleitung der Impulsgleichung stelle man sich ein Rohr vor, durch das eine ebene Wellenfront (vgl. Abschnitt 2.2.3) läuft. In diesem Rohr mit gleichbleibendem Querschnitt soll ein Kontrollvolumen (siehe Abbildung 10) mit dem Rohrabchnitt der Länge dx betrachtet werden.

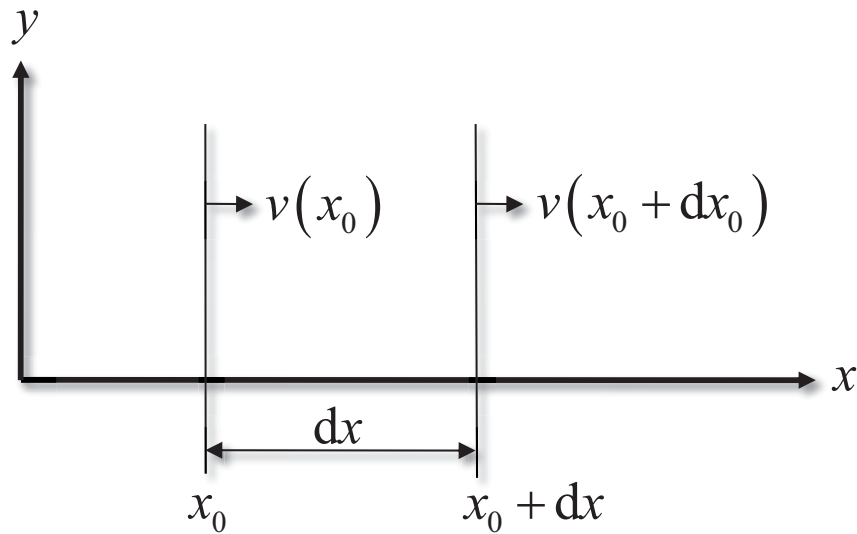


Abbildung 10 Kontrollvolumen zur Herleitung der Kontinuitäts- und Impulsgleichung

Die Änderung der Masse im Kontrollvolumen entspricht dabei der Differenz aus ein- und austretender Masse. Dabei bezeichnet der Druck p , die Schnelle v und die Dichte ρ jeweils den Wechselanteil des Schallfeldes, während ρ_0 und c_0 statische Größen darstellen. Somit gilt:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} dx &= ((\rho_0 + \rho) \cdot v)(x, t) - ((\rho_0 + \rho) \cdot v)(x + dx, t) \\ &= (\rho_0 \cdot v)(x, t) + (\rho \cdot v)(x, t) - (\rho_0 \cdot v)(x + dx, t) + (\rho \cdot v)(x + dx, t) \end{aligned} \quad (1.8)$$

Da die Produkte der Wechselgrößen $\rho \cdot v$ im Vergleich zu den anderen Termen aus Gleichung (1.8) sehr kleine Größen darstellen, werden sie vernachlässigt und es bleibt:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{(\rho_0 \cdot v)(x, t) - (\rho_0 \cdot v)(x + dx, t)}{dx} \quad (1.9)$$

Wird schließlich der Grenzwert für $dx \rightarrow 0$ gebildet, erhält man mit

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 \cdot \frac{\partial v}{\partial x} = 0 \quad (1.10)$$

die gesuchte linearisierte Kontinuitätsgleichung. Im 3-dimensionalen Raum mit dem Schnellevektor \mathbf{v} gilt analog zu (1.10)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 \cdot \operatorname{div} \mathbf{v} = 0. \quad (1.11)$$

Zu dem Kontrollvolumen der Abbildung 10 lässt sich ferner die Impulsbilanz aufstellen. Der Impuls eines Volumens ändert sich durch Druckdifferenzen zwischen den Grenzflächen mit

$$\rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} dx = p(x, t) - p(x + dx, t). \quad (1.12)$$

Durch Bildung des Grenzwerts für immer kleinere Volumen mit $dx \rightarrow 0$ ergibt sich schließlich die Impuls- bzw. Kraftgleichung:

$$\rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x} = 0. \quad (1.13)$$

Im 3-dimensionalen Raum gilt analog dazu

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \operatorname{grad} p = 0. \quad (1.14)$$

Als dritte Gleichung wird im Folgenden die Zustandsgleichung der Thermodynamik betrachtet. Für Schallfeldgrößen in Gasen, bei denen die Dichteänderungen sehr viel kleiner als die statische Dichte sind, gilt nach [72] die adiabatische Zustandsgleichung

$$dp = c_0^2 \cdot d\rho_0. \quad (1.15)$$

Durch Einsetzen der Gleichung (1.15) in (1.11) und Elimination der Schnelle aus Gleichung (1.14) ergibt sich die gesuchte Wellengleichung zu

$$\frac{1}{c_0^2} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \Delta p = 0. \quad (1.16)$$

Durch die Beschränkung auf harmonische Wellen des Schalldrucks p und die Einführung des Zeitfaktors $e^{j\omega t}$ mit der Kreisfrequenz ω und der imaginären Einheit $j = \sqrt{-1}$ gehen die Zeitdifferentiale und Zeitintegrale über in

$$\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow j \cdot \omega \quad \text{und} \quad \int dt \rightarrow \frac{1}{j \cdot \omega}. \quad (1.17)$$

Somit kann die Darstellung der Wellengleichung aus Gleichung (1.16) in

$$\Delta p + k_0^2 p = 0 \quad (1.18)$$

mit der Freifeldwellenzahl $k_0 = \omega/c$ überführt werden.

2.2.3 Ebene Wellen

Ebene Wellen stellen eine Sonderform der Wellenausbreitung dar, wie sie oft in technischen Anwendungen vorkommen. Da sie sich stets nur in eine Raumrichtung ausbreiten, wird von einem eindimensionalen Schallfeld gesprochen. In Ausbreitungsrichtung der Welle sind dabei die Feldgrößen über den jeweilig betrachteten Querschnitt gleich. Sie bilden sich beispielsweise in Rohren und rohrähnlichen Strukturen mit dem Durchmesser d unterhalb der sogenannten „cut-off“-Frequenz

$$f_{\text{cut-off}} = \frac{0,5 \cdot c_0}{d} \quad (1.19)$$

aus. Mit

$$\underline{p}(x, t) = (\underline{A} \cdot e^{-j\underline{k} \cdot x} + \underline{B} \cdot e^{j\underline{k} \cdot x}) e^{j\omega t} \quad (1.20)$$

existiert für ebene Wellen eine recht einfache Lösung der allgemeinen Wellengleichung aus Abschnitt 2.2.2. Sie beschreibt das örtliche und zeitliche Verhalten des Schalldrucks zweier ebener gegenläufiger Wellen mit den komplexen Amplituden \underline{A} und \underline{B} und der Wellenzahl \underline{k} . Für die verlustfreie Wellenausbreitung kann für \underline{k} die rein reale Freifeldwellenzahl k_0 eingesetzt werden. Für die Schallschnelle ergibt sich dann im Hinblick auf die Impulsgleichung aus Gleichung (1.14)

$$\underline{v}(x, t) = \frac{j}{\omega \cdot \rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{1}{\rho_0 \cdot c_0} (\underline{A} \cdot e^{-j\underline{k}_0 \cdot x} - \underline{B} \cdot e^{j\underline{k}_0 \cdot x}) \cdot e^{j\omega t}. \quad (1.21)$$

2.2.4 Randbedingungen

Grenzt das Schallfeld an eine Berandung, wie beispielsweise eine feste Wand oder eine Absorberstruktur, müssen für die Feldgrößen an der Grenzfläche Übergangsbedingungen [73] festgelegt werden.

Für den Fall einer schallharten Grenzfläche gilt, dass die wandnormale Schnelle v_n direkt an der Grenzfläche verschwinden muss. Für die tangentielle Komponente der Schnelle werden endliche Werte zugelassen, obgleich in unmittelbarer Wandnähe die Haftbedingung mit $v_t=0$ gelten müsste. Diese Vereinfachung wird hier getroffen, da es sich bei der akustischen Reibungsgrenzschicht um eine sehr dünne Schicht handelt, die in der Regel deutlich kleiner als das betrachtete Schallfeld ist. Bei einer schallweichen Grenzfläche wird hingegen der Druck an der Oberfläche null.

Innerhalb von porösen Absorbern spielt die Reibungsgrenzschicht jedoch aufgrund der deutlich kleineren Abmessungen eine außerordentlich wichtige Rolle, weswegen sie hier auch nicht vernachlässigt werden darf.

Grenzt ein Schallfeld an einen Absorber wird die Übereinstimmung von Schalldruck und wandnormaler Schnelle an der Grenzschicht gefordert. Diese Forderung lässt sich auch mit einer Übereinstimmung der wandnormalen Wellenwiderstände und der wandparallelen Ausbreitungsgeschwindigkeit erfüllen.

2.2.5 Akustische Netzwerke

Lineare, zeitlich invariante Systeme werden in der Regelungstechnik gerne durch ihre Übertragungsfunktion (auch Transferfunktion genannt) beschrieben [74]. Die Übertragungsfunktion ist mit

$$G(\omega) = \frac{Y(\omega)}{X(\omega)} \quad (1.22)$$

der Quotient aus *Laplace* oder *Fourier* transformiertem Ausgangssignal $Y(\omega)$ und Eingangssignal $X(\omega)$ und somit eine frequenzabhängige Größe. Sie beschreibt das Verhalten des Systems vollständig, wobei die physikalischen Vorgänge innerhalb des Systems dabei unberücksichtigt bleiben. Ist die Übertragungsfunktion eines Systems bekannt, lässt sich dessen Stabilität z.B. mit Hilfe des *Nyquist*-Stabilitätskriteriums (bspw. in [75]) untersuchen.

Bei Systemen mit mehreren Ein- und Ausgängen kann anstatt der Übertragungsfunktion eine Transfermatrix \mathbf{T}_{ij} definiert werden, deren Elemente Übertragungsfunktionen zwischen jeweils einer der Ein- und Ausgangsgröße sind. Es gilt

$$Y_i(\omega) = \sum_{j=1}^n \mathbf{T}_{ij}(\omega) \cdot X_j(\omega). \quad (1.23)$$

Bei einer Reihenschaltung mehrerer Elemente lässt sich das Gesamtsystem mit

$$\mathbf{T}_{pu,gesamt}(\omega) = \prod_{i=1}^n \mathbf{T}_{pu,i}(\omega) \quad (1.24)$$

als Produkt der einzelnen Transfermatrizen beschreiben. Komplexere Systeme lassen sich somit leicht beschreiben, indem diese zunächst in einfache Elemente zerlegt werden, für die bereits Lösungen der Matrizeneinträge erhältlich sind.

Für viele akustische Elemente, wie gerade Rohrabschnitte, Querschnittsprünge [76], Düsen und Diffusoren existieren bereits analytische Lösungen (z.B. *Munjial* [77]) auch mit überlagerter Gleichströmung. Auch für homogene, isotrope Porenabsorber sind Lösungen bekannt. Sie setzen allerdings die Kenntnis der Absorberkennwerte (siehe Abschnitt 2.3.4) voraus. Vereinzelt existieren sogar analytische Lösungen für reagierende Strömungen, die sogenannten Flammentransferfunktionen, z.B. von *Fischer* [78, 79], *Kunze* [80], *Lohrmann* [81] oder *Schuermans et al.* [82].

Die in dieser Arbeit betrachteten Transfermatrizen sind mit

$$\begin{bmatrix} p \\ v \end{bmatrix}_2 = \mathbf{T}_{pv} \cdot \begin{bmatrix} p \\ v \end{bmatrix}_1 \quad (1.25)$$

und

$$\mathbf{T}_{pv} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \quad (1.26)$$

sogenannte Vierpole und verknüpfen die akustischen Feldgrößen Schalldruck p und Schallschnelle v vor und hinter einem Element. Die Einträge A, B, C und D in der Matrix (1.26) werden als Vier-Pol-Parameter bezeichnet.

Für den in dieser Arbeit oft behandelten Fall einer Absorberanordnung, bestehend aus einer homogenen Absorberschicht mit dahinterliegendem Luftspalt vor einem schallharten Abschluss, seien im Folgenden die Transfermatrizen angegeben.

Für einen geraden Rohrabschnitt der Länge l gilt nach *Munjial* [77]

$$\mathbf{T}_{pv,rohr} = \begin{bmatrix} \cos(k_0 \cdot l) & j \cdot \sin(k_0 \cdot l) \cdot Z_0 \\ j \cdot \sin(k_0 \cdot l) / Z_0 & \cos(k_0 \cdot l) \end{bmatrix}. \quad (1.27)$$

Homogene, isotrope, poröse Absorberschichten der Dicke d lassen sich nach *Song* und *Bolton* [83] oder *Allard* [84] mit

$$\mathbf{T}_{pv,a} = \begin{bmatrix} \cos(\underline{\Gamma}_a \cdot d) & j \cdot \sin(\underline{\Gamma}_a \cdot d) \cdot \underline{Z}_a \\ j \cdot \sin(\underline{\Gamma}_a \cdot d) / \underline{Z}_a & \cos(\underline{\Gamma}_a \cdot d) \end{bmatrix} \quad (1.28)$$

beschreiben. Dabei bezeichnen $\underline{\Gamma}_a$ und \underline{Z}_a die in Abschnitt (2.3.4) beschriebenen

Absorberkennwerte Schallausbreitungskonstante und Schallwellenwiderstand.

2.3 Grundlagen der Schallabsorption

Die Schallabsorption ist ein Prozess, bei dem eine Umwandlung von Schallenergie (kinetische und potentielle Energie) in thermische Energie (Dissipation) erfolgt. Sie ist, je nach betrachteter Absorberart, durch eine Reihe unterschiedlicher Wechselwirkungsmechanismen zwischen Schallwelle und Absorber gekennzeichnet. So sind Helmholtz-Resonatoren hauptsächlich aufgrund ihrer Geometrie, Plattenabsorber zusätzlich durch ihre Schwingungseigenschaften definiert. Die Wechselwirkungsmechanismen von Porenabsorbern mit einem Schallfeld sind vor allem durch ihre innere Struktur bestimmt und sind Gegenstand von Abschnitt 2.3.3.

Die makroskopischen Eigenschaften einer Absorberanordnung sind neben Absorptionsgrad und Reflexionsfaktor, die im Folgenden Abschnitt 2.3.1 mit Hilfe der Schallleistungsbilanz am Hindernis eingeführt werden, die Eingangsimpedanz. Wie in Abschnitt 2.3.2 noch gezeigt wird, ist die Höhe der Eingangsimpedanz des Absorbers neben der Schallkennimpedanz ausreichend zur Bestimmung der Leistung einer Absorberanordnung. Die Eingangsimpedanz lässt sich wiederum aus den Abmessungen der Absorberanordnung und den Absorberkennwerten Schallwellenwiderstand und Schallausbreitungskonstante bestimmen. In Abschnitt 2.3.4 werden dazu verschiedene Modelle und Messverfahren für Porenabsorber vorgestellt.

Die Nomenklatur der in den folgenden Kapiteln verwendeten Größen und Begriffe, entspricht den Empfehlungen der „Deutschen Gesellschaft für Akustik e.V.“ [85].

2.3.1 Leistungsbilanz am Hindernis

Allgemein entspricht die akustische Leistung, auch Schallleistung genannt, mit

$$P_{Schall} = p \cdot v \cdot A \quad (1.29)$$

dem Produkt aus Schalldruck p , Schallschnelle v und der dem Schall ausgesetzten Fläche A . Für sich eben ausbreitende Schallwellen kann die Schallleistung mit

$$P_{eben} = \frac{p^2 \cdot A}{Z_0} \quad (1.30)$$

angegeben werden.

Trifft eine Schallwelle auf ein Hindernis, werden Teile der einfallenden Leistung P_e reflektiert, dissipiert und transmittiert (siehe Abbildung 11).

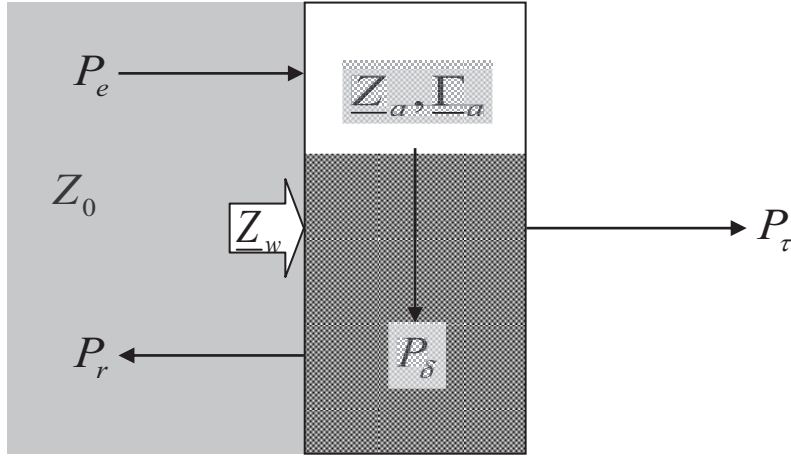


Abbildung 11 Leistungsbilanz am Hindernis, P_e : einfallende Schallleistung, P_r : reflektierte Schallleistung, P_δ : dissipierte Schallleistung, P_τ : transmittierte Schallleistung, Z_w : Eingangsimpedanz, Z_a : Schallwellenwiderstand, Γ_a : Ausbreitungskonstante

Die Summe der reflektierten, dissipierten und transmittierten Schallleistungen muss dabei mit

$$P_e = P_r + P_\delta + P_\tau \quad (1.31)$$

einfall. reflekt. dissip. trans.

aus Gründen der Energieerhaltung der einfallenden Leistung entsprechen. Werden mit

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{P_r}{P_e} \\ \delta &= \frac{P_\delta}{P_e} \\ \tau &= \frac{P_\tau}{P_e} \end{aligned} \quad (1.32)$$

die dimensionslosen Größen Reflexionsgrad ρ , Dissipationsgrad δ und Transmissionsgrad τ eingeführt, ergibt sich eingesetzt in Gleichung (1.31)

$$\frac{P_r}{P_e} + \frac{P_\delta}{P_e} + \frac{P_\tau}{P_e} = 1 = \rho + \delta + \tau. \quad (1.33)$$

Der Schallabsorptionsgrad α definiert sich mit

$$\alpha = \frac{P_\tau + P_\delta}{P_e} = \tau + \delta = 1 - \rho \quad (1.34)$$

über die Summe aus Dissipationsgrad und Transmissionsgrad oder anders ausgedrückt über genau die Schallleistung, die nicht von der Absorberanordnung reflektiert wird.

Da die Schallleistung oftmals nicht direkt, sondern über den Umweg von Schalldruck und/oder Schallschnelle bestimmt wird, ist es sinnvoll den Reflexionsfaktor \underline{r} mit

$$\underline{r} = \frac{\underline{p}_r}{\underline{p}_e} \quad (1.35)$$

einzuführen. Er gibt das Verhältnis der komplexen Schalldrücke von reflektierter zur einfallenden Schallwelle an. Durch Einsetzen von Gleichung (1.30) in (1.32) und dem Ersetzen der Schalldrücke mit (1.35) kann schließlich der Absorptionsgrad aus Gleichung (1.34) in Abhängigkeit vom Reflexionsfaktor \underline{r} mit

$$\alpha = 1 - |\underline{r}|^2 \quad (1.36)$$

angegeben werden.

2.3.2 Wandimpedanz einer Absorberanordnung

Die Wand- oder auch Eingangsimpedanz ist eine Größe, die den kompletten Aufbau einer reflektierenden Absorberanordnung beschreibt. In ihr sind sowohl die akustischen Strukturinformationen des Absorbers, als auch deren komplette geometrische Information enthalten. Dabei kann der Absorber durchaus aus mehreren Absorberschichten und Luftspalten vor einem schallharten Abschluss oder auch einem akustisch weichen Abschluss bestehen. Die Wandimpedanz ist mit

$$\underline{Z}_w = \left. \frac{\underline{p}}{\underline{v}_n} \right|_{\text{Grenzfläche}} \quad (1.37)$$

dem Verhältnis des Schalldrucks zur Schallschnelle an der Grenzfläche definiert. Im Folgenden soll zunächst der Zusammenhang zwischen Wandimpedanz und Reflexionsfaktor bzw. Absorptionsgrad hergeleitet werden, um danach die Bestimmung der Wandimpedanz aus den Absorberkennwerten für verschiedene Szenarien aufzuzeigen.

Fällt ein ebenes Wellenfeld senkrecht auf eine Absorberschicht, können durch Berücksichtigung des Reflexionsfaktors aus Gleichung (1.35) und Setzen des Koordinatenursprungs auf die Grenzfläche, Schalldruck und Schallschnelle im Hinblick auf Gleichung (1.20) und (1.21) mit

$$\underline{p}(x) = A \cdot \left(e^{-jk \cdot x} + r \cdot e^{jk \cdot x} \right) \quad (1.38)$$

und

$$\underline{v}_n(x) = \frac{1}{\rho_0 \cdot c} A \left(e^{-jk \cdot x} - r \cdot e^{jk \cdot x} \right) \quad (1.39)$$

beschrieben werden. Eingesetzt in Gleichung (1.37) ergibt sich dann für $x=0$ mit

$$\underline{Z}_w = \rho_0 \cdot c \frac{1+r}{1-r} \quad (1.40)$$

ein einfacher Zusammenhang zwischen Wandimpedanz und Reflexionsfaktor. Durch einfaches Umstellen und Ersetzen von $\rho_0 \cdot c$ mit Z_0 , lässt sich somit der Reflexionsfaktor als Funktion von Wandimpedanz und Schallkennimpedanz mit

$$r = \frac{\underline{Z}_w - Z_0}{\underline{Z}_w + Z_0} \quad (1.41)$$

angeben.

Betrachtet man ein Schallfeld an einer schallharten Wand und setzt die hierfür notwendige Randbedingung (siehe Abschnitt 2.2.4), dass die wandnormale Schallschnelle an der Grenzfläche verschwinden muss, geht die Wandimpedanz nach Gleichung (1.37) gegen unendlich. Der Reflexionsfaktor geht somit erwartungsgemäß aber auch im Hinblick auf Gleichung (1.41) gegen 1.

Der oftmals gesuchte Absorptionsgrad lässt sich dann durch Einsetzen in Gleichung (1.36) leicht mit

$$\alpha = 1 - |r|^2 = 1 - \left| \frac{\underline{Z}_w - Z_0}{\underline{Z}_w + Z_0} \right|^2 \quad (1.42)$$

ermitteln.

Werden Real- und Imaginärteil von \underline{Z}_w gesondert betrachtet, kann der Absorptionsgrad auch durch das Anpassungsgesetz

$$\alpha = \frac{4 \cdot Z_0 \cdot \operatorname{Re}\{\underline{Z}_w\}}{\left(Z_0 + \operatorname{Re}\{\underline{Z}_w\}\right)^2 + \operatorname{Im}\{\underline{Z}_w\}^2} \quad (1.43)$$

beschrieben werden. In der komplexen Zahlenebene, wie in Abbildung 12 dargestellt, ergeben sich bei der Auftragung des Verhältnisses von Wandimpedanz zu Schallkennimpedanz Kreise mit konstantem Absorptionsgrad. Demzufolge wird maximale Absorption genau dann erreicht, wenn der Realteil der Wandimpedanz den Wert der Schallkennimpedanz annimmt und der Imaginärteil verschwindet. Weiterhin kann angemerkt werden, dass sich ein hoher Imaginärteil der Wandimpedanz generell negativ auf die Schallabsorption auswirkt. Physikalisch kann dieser Sachverhalt so beschrieben werden, dass die Absorberanordnung der Schallwelle so wenig Widerstand entgegensetzt, dass diese komplett in den Absorber eindringen kann, gleichzeitig aber auch über ausreichend Widerstand verfügt, um eine hohe Absorptionswirkung zu erreichen.

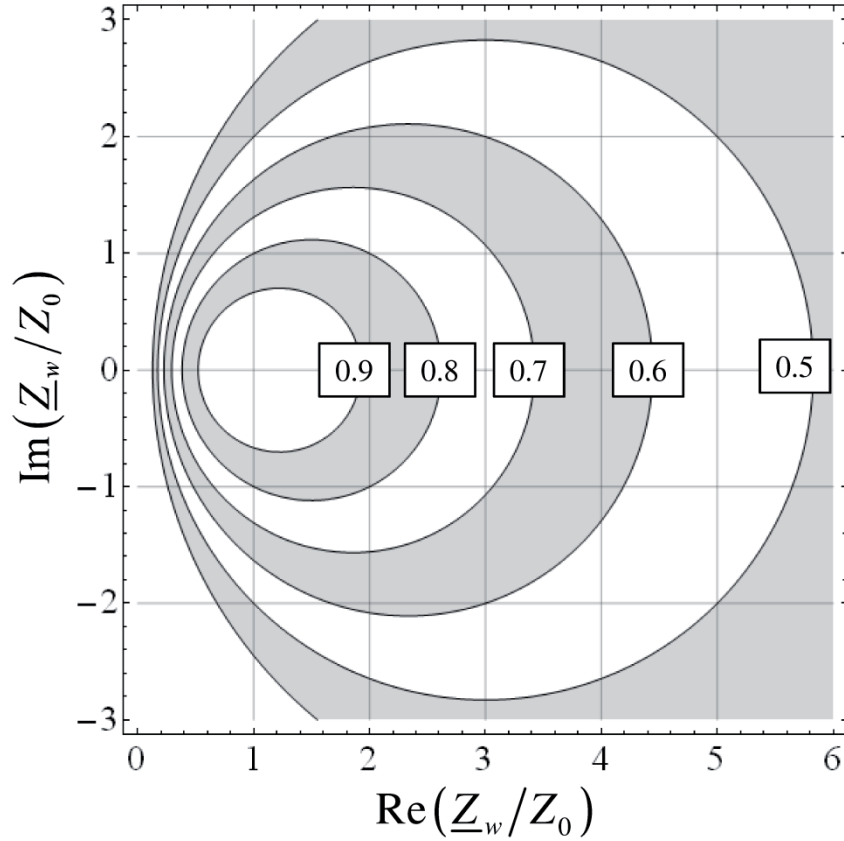


Abbildung 12 Linien mit konstantem Absorptionsgrad in Abhängigkeit des Verhältnisses von Wandimpedanz zur Schallkennimpedanz

Die Wandimpedanz kann für verschiedene Szenarien aus den Absorberkennwerten (siehe Abschnitt 2.3.4) sowie den Abmessungen der Absorberschichten bestimmt werden. Für geschichtete Absorberstrukturen (siehe Abschnitt 3.5) eignet sich beispielsweise die Betrachtung des Absorbers als akustisches Netzwerk in der Transfermatrixdarstellung. Einfachere Anordnungen, bei denen eine homogene Absorberschicht mit dem Schallwellenwiderstand \underline{Z}_a , der Ausbreitungskonstante $\underline{\Gamma}_a$ und der Dicke d direkt vor einem schallharten Abschluss positioniert ist, kann die Wandimpedanz bei senkrechtem Schalleinfall nach *Mechel* [86] mit

$$\underline{Z}_w = \underline{Z}_a \cdot \coth(\underline{\Gamma}_a \cdot d) \quad (1.44)$$

angegeben werden. Kommt zwischen Absorber und schallhartem Abschluss noch ein Luftspalt der Dicke t hinzu, wird die Wandimpedanz ebenfalls für senkrechten Schalleinfall zu

$$\underline{Z}_w = \underline{Z}_a \cdot \coth(\underline{\Gamma}_a \cdot d) \frac{-j \cdot Z_0 \cdot \coth(k_0 \cdot t) + \underline{Z}_a \cdot \tanh(\underline{\Gamma}_a \cdot d)}{-j \cdot Z_0 \cdot \coth(k_0 \cdot t) + \underline{Z}_a \cdot \coth(\underline{\Gamma}_a \cdot d)}. \quad (1.45)$$

2.3.3 Wirkungsmechanismen von Porenabsorbern

Die Schallabsorption in Porenabsorbern beruht auf den Wechselwirkungen zwischen Absorberskelett und dem schallübertragenden Medium. Ziel eines effektiven Porenabsorbers ist es, einen möglichst hohen Anteil der auftreffenden akustischen Energie innerhalb der Absorberanordnung in Wärme umzuwandeln. Voraussetzung für die Umwandlung ist jedoch das Eindringen der Schallwelle in den porösen Körper, um dort mit der inneren Porenstruktur des Absorbers in Wechselwirkungen zu treten. Die Energiedissipation kann dabei durch verschiedene Wechselwirkungsmechanismen erfolgen [86].

Der bedeutendste Mechanismus ist die viskose Reibung der Gasströmung an dem Absorberskelett. Sie steigt stark an, wenn die Reibungsgrenzschicht (hier für eine parallel angeströmte ebene Wand angegeben)

$$d_v = \sqrt{\frac{\nu}{\omega}} \quad (1.46)$$

in die Größenordnung der inneren Porenstruktur des Absorbers gelangt, bzw. diese sogar unterschreitet und die Grenzschichten sich durchdringen. Da die Reibungsgrenzschicht neben der kinematischen Viskosität ν von der Kreisfrequenz ω abhängt, steigen die Grenzschicht und damit die viskose Reibung zu tiefen Frequenzen hin an.

Ein weiterer Mechanismus beruht auf thermischen Wechselwirkungen zwischen schallübertragendem Medium und Absorberskelett. Die in einer Schallwelle periodisch auftretende Kompression und Dilatation geht im Freifeld mit einer adiabatischen Temperaturerhöhung und -erniedrigung einher. Es handelt sich demnach um einen nahezu verlustfreien Energiespeicher. Befindet sich die Schallwelle jedoch innerhalb des Absorbers, kommt es zwischen der Schallwelle und dem Absorberskelett zu einem Wärmetransport.

Andauernde Richtungswechsel der Luftteilchen beim Durchtritt durch die Poren der Absorberstruktur sind ursächlich für den dritten Wechselwirkungsmechanismus: der Impuls-Dissipation. Die Richtungswechsel werden durch Hindernisse und Einschnürungen der porösen Absorberstruktur verursacht und führen zur sogenannten konvektiven Beschleunigung. Diese zusätzliche Beschleunigung ist für faserige Absorber mit hoher Porosität und demnach geringen erwarteten Richtungswechseln noch am ehesten zu vernachlässigen, während man für kapillare und zelluläre Strukturen diesen berücksichtigen sollte. In einigen Absorbertheorien wird dieser Mechanismus durch einen Strukturfaktor mit einbezogen.

Wird ein Absorber mit elastischem Skelett betrachtet, ist noch ein weiterer Wechselwirkungsmechanismus denkbar. Durch die Reibung übt die Schallwelle eine Kraft auf die Struktur aus, die ihrerseits in Schwingung geraten kann. So kommt es zu überlagerten Schwingungen aus Körperschallwellen und Luftschallwellen, die miteinander in Wechselwirkung stehen. Die Beschreibung einer zusätzlichen Körperschallwelle durch den Absorber ist jedoch kompliziert. Glücklicherweise kann sie für viele Absorber in der Praxis vernachlässigt werden. Selbst für viele faserige Absorber genügt die Annahme eines starren Skeletts für eine hinreichend gute Beschreibung aus [45].

2.3.4 Bestimmung der Absorberkennwerte von Porenabsorbern

Die Beschreibung von Porenabsorbern erfolgt in der Regel durch die komplexen Absorberkennwerte Schallwellenwiderstand \underline{Z}_a und Schallausbreitungskonstante $\underline{\Gamma}_a$. Diese können sowohl experimentell als auch simulativ bestimmt werden. Eine Übersicht verschiedener Absorptionsmodelle sowie deren Einflussgrößen behandeln beispielsweise die Veröffentlichungen von *Sagartzazu* [87] oder *Zhang* [46]. Die simulativen Modelle zur Bestimmung der Absorberkennwerte von porösem Material können dabei grob in drei Kategorien eingeteilt werden: *empirische Modelle*, *mikrostrukturelle Modelle* und *phänomenologische Modelle*.

Zu den *empirischen Modellen* zählt vor allem das 1970 entwickelte und sehr bekannte Modell von *Delany* und *Bazely* [50], welches zunächst durch *Miki* [88] und später durch *Komatsu* [89] erweitert wurde. Die empirischen Modelle basieren allesamt auf zahlreichen Messungen an faserigen Absorbern, bei denen versucht wurde, möglichst einfache Zusammenhänge zwischen Absorbergrößen und gemessenen Schallabsorptionskoeffizienten zu finden. Die Ergebnisse solcher Methoden sind jedoch in den wenigsten Fällen über die betrachtete Absorberart hinaus erweiterbar und somit nur für eingeschränkte Frequenzbereiche und Absorber mit sehr hoher Porosität gültig.

Die zweite Kategorie bilden die *Mikrostruktur Modelle*. Sie verwenden definierte geometrische Modelle der Absorberporen und lösen die exakten Differentialgleichungen. So wurden beispielsweise umfangreiche Untersuchungen an Spalt- und Kreiskapillarabsorbern von *Kirchhoff* [90], *Rayleigh* [69] und *Helmholtz* [91] durchgeführt. Der Vorteil dieser Methoden liegt in der sehr exakten Beschreibung der Wechselwirkungen zwischen Absorberstruktur und Schallübertragung inklusive der Verluste. Diesen Vorteil erkauft man sich mit der Beschränkung auf „einfache“ Geometrien. Die Anbindung dieser Theorien an reale und damit komplexerer Geometrien erfolgt oft über den Umweg des Strömungswiderstands, indem beispielsweise mit Hilfe der Grenzschichttheorie (z.B. in [92]) der Strömungswiderstand direkt aus der Geometrie hergeleitet werden kann.

Die dritte Kategorie bilden die phänomenologischen Modelle, z.B. von *Allard* [84]. Sie beschreiben die Absorber ohne auf die tatsächliche Mikrostruktur einzugehen mit integralen Kenngrößen. Der Vorteil dieser Modelle liegt in der Gegebenheit, dass die physikalischen Effekte, je nach verwendeter Theorie mit mehr oder weniger starken Einschränkungen, berücksichtigt werden und im Allgemeinen gute Ergebnisse erzielt werden können.

Eine der vollständigsten und vielseitigsten Theorien zur Beschreibung poröser Absorber ist die *Biot Theorie* [93]. Sie beschreibt die Vorgänge im Absorber mit einem Zwei-Wellen-Modell. Das bedeutet, dass sie nicht nur die Luftschallübertragung in den Poren erfasst, sondern zugleich auch die Schallausbreitung in einem elastischen Absorberskelett berücksichtigt, sowie dessen Wechselwirkungen. Für das Modell ist jedoch eine umfangreiche Anzahl an Parametern zur Beschreibung des Absorbers nötig, die teilweise aufwendig zu bestimmen sind.

Ein weiteres Beispiel in dieser Kategorie ist das Modell von *Attenborough* [94]. Er entwickelte ein Modell zur Vorhersage der akustischen Charakterisierung von Erdböden mit 5 Parametern. Diese Parameter sind zum Teil direkt messbar, wie Porosität und Strömungswiderstand, andere werden wiederum aus den gemessenen Größen abgeleitet (z.B. Tortuosität aus der Porosität [95]) oder postuliert.

Eine der ältesten, aber oft verwendeten Vertreterinnen der phänomenologischen Modelle

ist die *Theorie des homogenen Mediums*. Sie wird mit geringen Unterschieden z.B. von *Zwicker* und *Kosten* [96], *Cremer* [97] oder *Mechel* [45] hergeleitet und verwendet lediglich 2 bis 3 Parameter zur Beschreibung des Absorbers. Sie wird in dieser Arbeit verwendet und wird ausführlich in Abschnitt 3.3 beschrieben.

Neben den theoretischen Modellen können die Absorberwerte ebenso mit Hilfe verschiedener Messeinrichtungen experimentell bestimmt werden.

Hier eignen sich beispielsweise Messungen in einem Impedanzrohr (siehe Abschnitt 3.6.2) mit der *Two-Cavity-Method* [98], bei der die akustische Impedanz des Testkörpers mit unterschiedlichen akustischen Abschlüssen gemessen wird. Eine weitere Methode ist die *two-Source-Method* [99], wie sie in Kapitel 3.6.3 beschrieben wird.

2.4 Gefriergeliervverfahren

2.4.1 Definition und Prozessbeschreibung

Das Gefriergeliervverfahren ist ein effizientes und einfaches Verfahren zur Herstellung komplexgeformter (poröser) Keramikbauteile. Die Kombination von geringen Anforderungen an die benötigte Laborausrüstung, Wasser basiertem Schlicker und hervorragenden Möglichkeiten der Formgebung machen das Gefriergeliervverfahren zu einem vielseitigem, günstigen und umweltfreundlichem Prozess zur Herstellung keramischer Bauteile [100]. Um die Porosität und Porenstruktur stärker zu beeinflussen, lässt sich das Gefriergeliervverfahren mit weiteren porenbildenden Maßnahmen wie dem Einsatz von Platzhaltern (z.B. Polystyrolkugeln [101]) kombinieren. Zur Abgrenzung gegenüber anderen keramischen Formgebungsverfahren kann das Gefriergeliervverfahren nach Schmedders [102] folgendermaßen definiert werden:

„Das Gefriergeliervverfahren basiert auf dem Vermögen von Solen oder Suspensionen, bei Gefrierung ihres Dispersionsmittels eine Koagulation der dispergierten kolloidalen Bestandteile hervorzurufen, um die Bindung weiterer zuvor dispergierter Keramikphasen zu ermöglichen, so dass die hergestellten Körper ihre Formstabilität während des Entfernens des Dispergiermittels durch konventionelle Trocknungstechniken unter normalem Luftdruck beibehalten.“

Der Prozess beginnt demzufolge mit der Herstellung einer stabilen Suspension. In den meisten Fällen erfolgt dies durch die Verwendung einer kolloidalen Suspension (1nm - 1µm) und dem Einrühren zusätzlicher Partikel unter Verwendung eines Dispergierhilfsmittels. Nach dem Einfüllen in eine Form wird die Suspension dann gefroren. Während des Gefrierprozesses erstarrt das Dispersionsmittel, wobei sich die Suspension in eine Eis- und eine Kolloidphase entmischt, da keine Feststoffanteile in das Kristallgitter eingebaut werden können. Durch die Kristallisation bilden sich lamellenförmige Strukturen, indem das gefrierende Dispersionsmittel die kolloidalen Partikel zusammenschiebt und es so zu einer Koagulation der Kolloide kommt. Abbildung 13 zeigt die Ausbildung einer lamellenförmigen Struktur dispergierter Kolloide und größerer Partikel durch den Einfrierprozess. Für die Ausbildung der Kristallstrukturen bzw. den später daraus entstehenden Poren spielt neben der Zusammensetzung der Suspension die Prozessführung beim Einfrieren eine erhebliche Rolle bezüglich der resultierenden Porengrößen.



Abbildung 13 Konsolidierung der Suspension durch Gefrieren

Durch die Koagulation der Kolloide kommt es zu interpartikulären Bindungen aufgrund von kurzreichweitigen van-der-Waals Anziehungskräften, die auch nach dem Auftauen Bestand haben. Nach der Trocknung behält der Formkörper so seine innere Porenstruktur und seine äußere Gestalt. Durch einen nachfolgenden Sinterprozess kann eine weitere Konsolidierung des Formkörpers bewirkt werden.

2.4.2 Zusammenhang zwischen Porenstruktur und Einfrierprozess

Die durch das Gefrier geliervverfahren erzeugte Porenstruktur besteht typischerweise aus einem Netzwerk aus lamellenförmigen Poren, wie es den Schnitten aus Abbildung 14 zu entnehmen ist. Es zeigt jeweils einen Schnitt parallel (links) und senkrecht (rechts) zur Einfrierfront eines auf Tonerde, Mullit und Silica-Sol basierendem Materials.

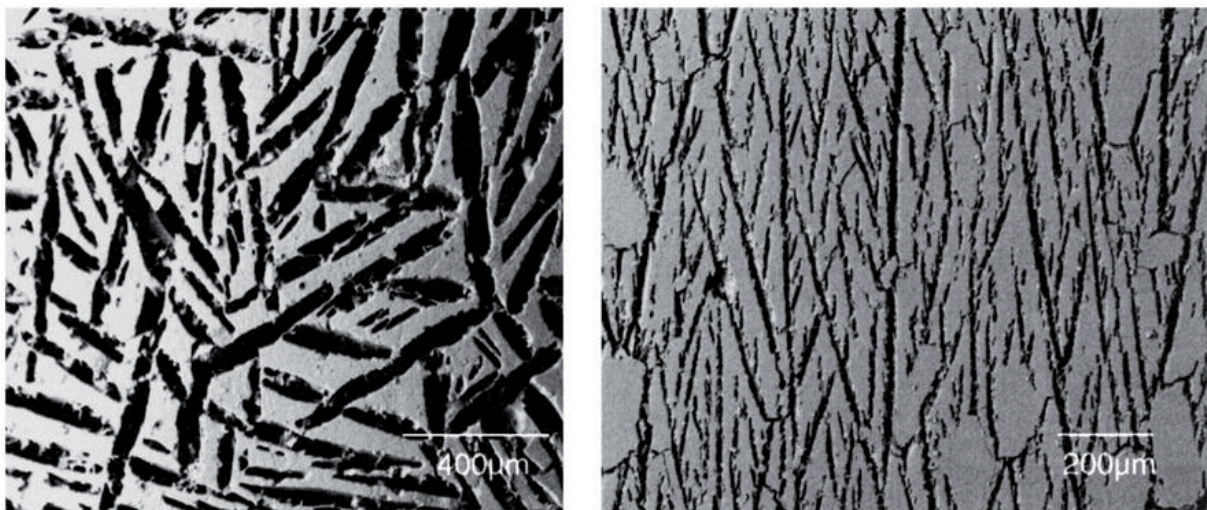


Abbildung 14 Charakteristische Porenstrukturen des Gefrier geliervfahrens, Schnitt parallel (links) und senkrecht (rechts) zur Einfrierfront, Koch et al. [103]

Die Lamellen bilden sich demzufolge senkrecht zur Einfrierfront, jedoch ohne Vorzugsrichtung bezüglich deren Längsachse aus. Dies führt zu einer hohen Dichte von Berührungen und Durchdringungen der lamellenförmigen Poren und somit zu einer offenporigen Struktur. Die Lamellen weisen dabei eine typische Breite zwischen $2\mu\text{m}$ und einer Länge von $200\mu\text{m}$ auf, während die Gesamtporosität etwa dem Verhältnis von Volumenanteil des Dispersionsmittel im gefrorenen Zustand bezüglich des Gesamtvolumens der Suspension entspricht.

Wie bereits weiter oben erwähnt wurde, wird die Größe der lamellenförmigen Poren neben der Zusammensetzung maßgeblich von den Einfrierbedingungen bestimmt. Dabei führt eine geringere Einfrier geschwindigkeit in der Regel zu größeren Poren, da für das Kristallwachstum mehr Zeit zur Verfügung steht und sich somit größere Kristalle ausbilden können. Umgekehrt führt eine hohe Einfrier geschwindigkeit zu kleineren Poren. Dieses Verhalten bestätigen beispielsweise die Untersuchungen an einem System aus Tonerde und Silica-Sol von Deville et al. [104]. Diese zeigen anhand einseitig eingefrorener Proben die Abhängigkeit der Breite der Lamellen von der Einfrier geschwindigkeit (siehe Abbildung 15).

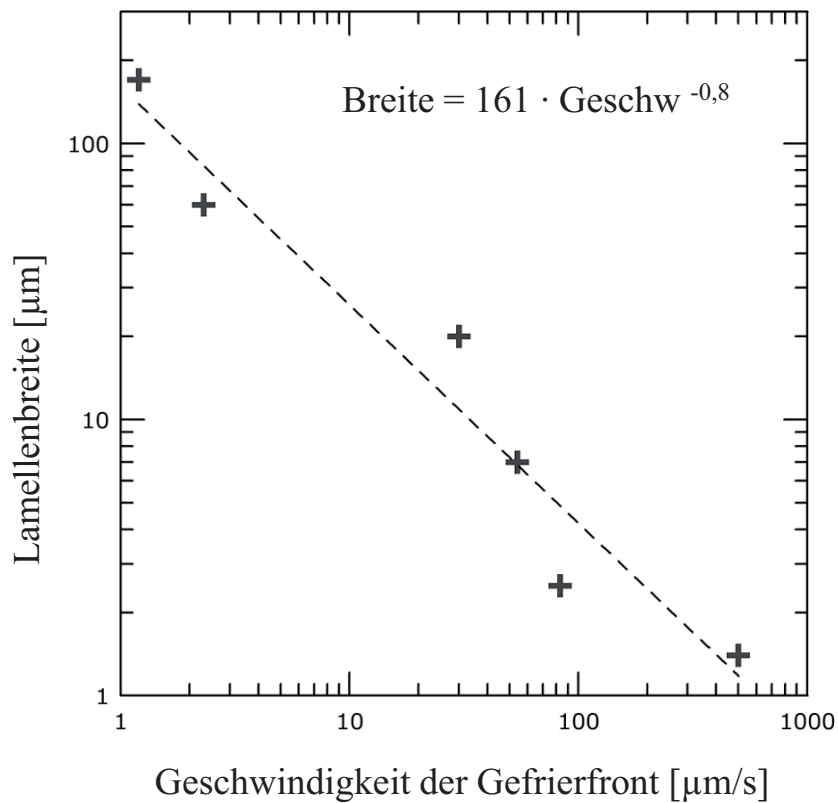


Abbildung 15 Breite der Lamellen in Abhängigkeit der Geschwindigkeit der Gefrierfront, nach Deville [104]

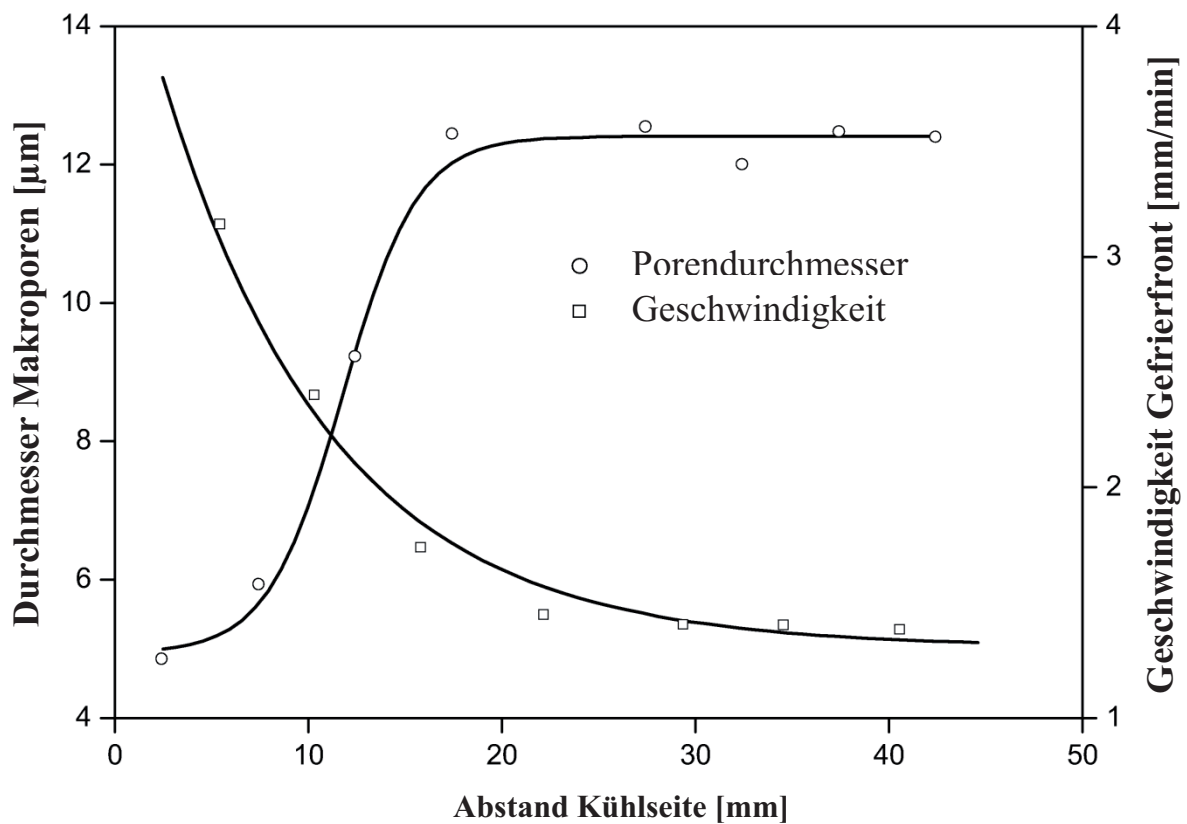


Abbildung 16 Einfluss der Einfriereschwindigkeit auf die Eiskristallgröße nach Schmedders [102], Messwerte (Symbole) und Berechnung (durchgezogene Linien), System: Alumina, Silica-Sol; Feststoffgehalt: 0,36; einseitiger Einfrierprozess bei -40°C .

Da der Einfrierprozess in der Regel durch Wärmeentzug über den Probenrand erfolgt, kommt es so zu einem Verlauf von Einfriergeschwindigkeit und mittlerer Porengröße in Abhängigkeit vom Abstand zum Probenrand. Abbildung 16 zeigt hierzu einen Verlauf von Porengröße und Geschwindigkeit der Gefrierfront eines einseitig eingefrorenen Bauteils basierend auf dem System Alumina und Silica-Sol nach *Schmedders* [102]. Bei dessen Versuchen wurde die Suspension einseitig in Kontakt mit einer temperierten Kühlplatte gebracht, um einen möglichst eindimensionalen Wärmetransport zu gewährleisten. Die Geschwindigkeit der Gefrierfront nimmt mit steigendem Abstand zur Kühlseite ab und verläuft nach einem starken Abfall während der ersten Millimeter asymptotisch gegen $\sim 1,3 \text{ mm/min}$. Der Verlauf der Porengröße hingegen steigt während der ersten Millimeter stark an und verläuft danach ebenfalls asymptotisch gegen $\sim 12 \mu\text{m}$.

Der Randbereich von gefriergeleitet abgeleiteten Bauteilen kann also einer starken Änderung der Porengrößenverteilung unterliegen, während im Kern des Bauteils mit einer homogenen Porengrößenverteilung gerechnet werden kann. Mit einer Reduzierung der Wärmeabfuhr pro Zeiteinheit und einer damit verbundenen gleichmäßigeren Abkühlung sowie verringerter Einfriergeschwindigkeit lässt sich jedoch die Breite des stark beeinflussten Randbereichs reduzieren.

3 Experimente und Methoden

In diesem Kapitel sollen die in dieser Arbeit verwendeten Experimente und Methoden vorgestellt werden. Hierzu zählen die Herstellung der Proben und der dazu verwendete Prozess, die Charakterisierung der Porenstruktur und die Untersuchung des Feststoffanteils auf die Porenstruktur und deren Eigenschaften. Weiterhin wird das akustische Absorptionsverhalten der Struktur theoretisch und experimentell bestimmt und ihr Verhalten bei maschinennahen Bedingungen simuliert.

3.1 Probenherstellung

Für die Herstellung der porösen Probekörper wurde ein neuartiges Verfahren entwickelt, welches auf einer Kombination des Gefriergeliervfahrens (siehe Abschnitt 2.4) mit einem Platzhalterverfahren (siehe Abschnitt 2.4) basiert und im Folgenden vorgestellt wird. Diese Kombination der Verfahren wurde gewählt, um die Vorteile des Gefriergeliervfahrens (Endformnahe Herstellung komplexer Bauteile, offenporige Mikrostruktur, einfache Prozessführung) durch das Einbringen zusätzlicher großer Poren mit Hilfe von Platzhaltern für die Herstellung von selbsttragenden Schallabsorberstrukturen nutzbar zu machen. Vorrangiges Ziel des Einsatzes von Platzhaltern ist die Erhöhung der Porosität und die Reduzierung des Strömungswiderstandes, welcher für die Schallabsorption von Porenabsorbern den „*ausagefähigsten Materialparameter*“ [45] darstellt. Dabei kommt im Gegensatz zu etablierten Methoden, bei denen organische Platzhalter während der Sinterung pyrolysiert werden und so große Mengen an umweltschädlichen Gasen entstehen können, mit Blähperlit ein Platzhalter zum Einsatz, der während des Sinterprozesses ab 900°C schmilzt und in der Porenstruktur verbleibt.

3.1.1 Verwendete Komponenten

Bei den verwendeten Ausgangskomponenten (siehe auch Tabelle 1) handelt es sich um Mullit, Tonerde, Silica-Sol, destilliertes Wasser, Polyacrylsäure und Blähperlit. Dabei nehmen Mullit und Tonerde mit über 75% den höchsten Anteil der Trockenmasse ein.

Die Minerale Tonerde (auch: Korund oder Aluminiumoxid genannt, Al_2O_3) und Mullit ($3\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 2\text{SiO}_2$) werden häufig zur Herstellung von Feuerfestwerkstoffen verwendet. Dabei zeichnet sich insbesondere Mullit durch einen geringen thermischen Ausdehnungskoeffizienten, gute Thermoschockbeständigkeit und exzellente mechanische und chemische Stabilität bei hohen Temperaturen aus [105]. Tonerde hingegen besitzt die Fähigkeit unter Anwesenheit von Siliciumdioxid in einer Hochtemperaturreaktion bei 1300°C -1500°C mit



in Mullit umzuwandeln.

Die eingesetzte Tonerde *CT3000SG* der Firma *Alcoa* weist einen Partikeldurchmesser von 500-800nm auf, während das Mullit *Aلودر® WFM* von *Treibacher* einen mit 40µm deutlich

größeren mittleren Partikeldurchmesser aufweist. Größere Partikel führen in der Regel zu geringeren Sinterschwindungen, wie beispielsweise die Untersuchungen des Schwindungsverhaltens von Tonerdepulvern mit verschiedener Größenklassen von *Kothari* [106] zeigen.

	Tonerde	Mullit	Silica-Sol	Bläherlit	
Hersteller	Alcoa	Treibacher	Bego	Knauf	
Bezeichnung	CT3000SG	Alodur [®] WFM	BegoSol [®] K	Nivoperl [®]	
chem. Analyse [w%]	Al ₂ O ₃	99,70	76	30	12-16
	SiO ₂	-	23,50	-	60-75
	Fe ₂ O ₃	-	0,05	-	0-1
	CaO	-	0,10	-	0-2
	MgO	0,06-0,12		-	0-1
	K ₂ O	-	0,02	-	2-5
	Na2O	0,08		-	5-10
	H ₂ O	-	-	70	1-2
Partikeldurchmesser	500-800nm	40µm	8nm	0,1-4mm ¹	
Thermische Stabilität [°C]	2050	1800	1713	900	
Feststoffdichte [kg/m³]	3940	3160	2300	-	
Schüttdichte [kg/m³]	-	-	-	125 ± 15	

Tabelle 1 Eigenschaften der verwendeten Ausgangsstoffe

Das verwendete Sol *BegoSol[®] K* der Firma *Bego* besteht aus kolloidaler Kieselsäure (Siliciumdioxid, SiO₂) mit einem mittleren Partikeldurchmesser von 8nm bei einer Feststoffbeladung von 30w%. Für die Herstellung der Suspensionen mit hohen Feststoffbeladungen (siehe folgenden Abschnitt) kommt mit der Polyacrylsäure *Dolapix CE64* ein Dispergierhilfsmittel zum Einsatz. Die Viskositätsminderung des Additivs beruht auf bivalenten funktionellen Gruppen des Tensids, die mit der Oberflächenladung der keramischen Partikel wechselwirken und diese umhüllen. Dies führt zu einer Erhöhung der Benetzbarkeit und so zu einer Verringerung von Agglomeration und Sedimentation der Partikel.

Bei Bläherlit handelt es sich um ein Aluminiumsilikat mit einem hohen Anteil an Siliciumdioxid (siehe Tabelle 1). Es ist ein glasartiges, leichtgewichtiges Naturprodukt vulkanischer Herkunft und entsteht durch thermische Behandlung im Perlitofen bei ca.

¹ Gelieferte Korngröße beträgt 0-6mm, Fraktion oberhalb von 4mm wurde abgesiebt

1000°C von Rohperlit. Bei der Erhitzung wird die sehr gleichmäßig eingeschlossene Feuchte im Rohperlit expandiert und führt so zu einem Granulat aus hochporösen Körnern.

Neben der hohen Porosität (siehe Anschnitt aus Abbildung 17) weist Bläherperlit gute wärmedämmende Eigenschaften auf. Es ist chemisch inert und nicht brennbar. Die technischen Anwendungen von Bläherperlit reichen vom Filterhilfsmittel bei der Tiefenfiltration [107], der thermischen Isolierung [108] über den Einsatz als Schallabsorber [15, 109] und der Herstellung von Biokeramik [110] bis hin zum Zuschlagsstoff für Zement [111]. Der in dieser Arbeit eingesetzte Bläherperlit der Firma *Knauf* ist mit einem Parafinharz beschichtet, um das Eindringen von Feuchtigkeit in die Körner zu verhindern.

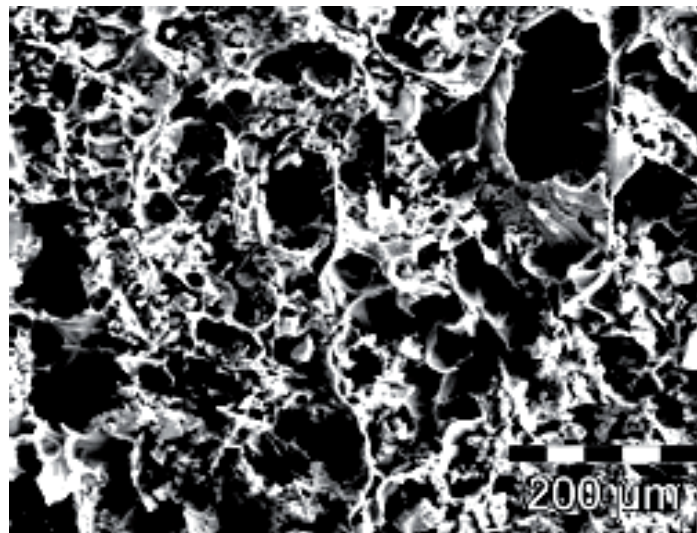


Abbildung 17 REM-Aufnahme der stark zerklüfteten und hochporösen Struktur eines angeschnittenen Bläherperlits

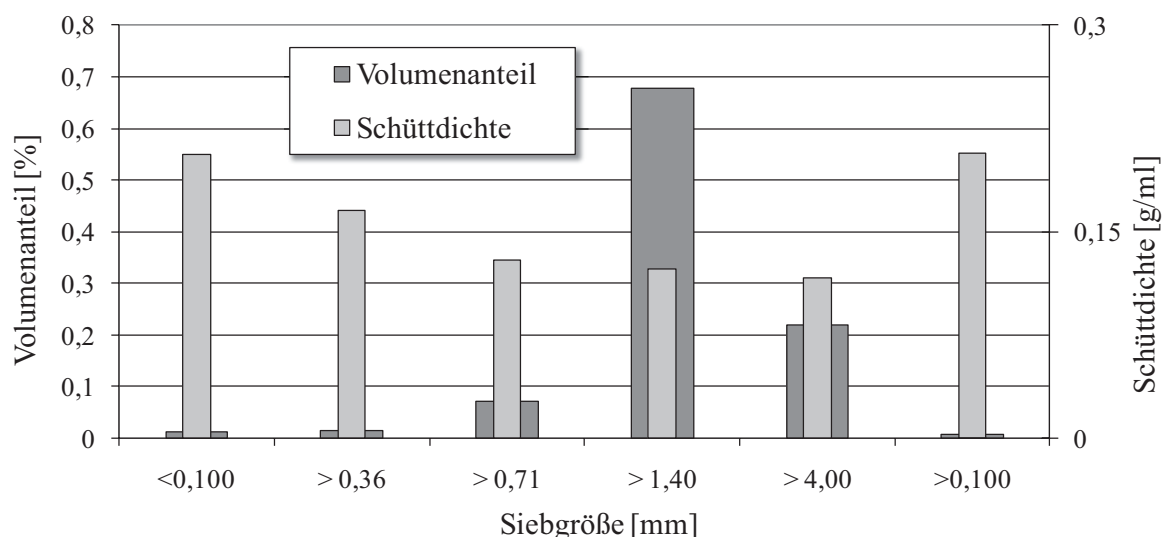


Abbildung 18 Größenklassenverteilung des verwendeten Bläherperlits

Abbildung 18 zeigt die Ergebnisse einer Klassierung nach Partikelgröße des verwendeten Bläherperlits durch Sieben. Sie zeigt sowohl den (Schütt-)Volumenanteil als auch die Schüttdichte in Abhängigkeit verschiedener Größenklassen. Auffällig ist, dass sich unterhalb einer Korngröße von 1,4mm nur ca. 10% des Gesamtvolumens befinden. Da für die Materialherstellung stets die Fraktion oberhalb von 4mm abgesiebt und nicht verwendet

wurde, weist der größte Teil der verwendeten Perlitkörner eine Korngröße zwischen 1,4 und 4mm auf. Da die Perlitkörner eine sehr hohe Porosität aufweisen, ist bei ihrer Verwendung als Platzhalter näherungsweise mit Poren in der Größe der Platzhalter zu rechnen, obgleich diese Aufschmelzen und nicht flüchtig sind.

3.1.2 Prozessführung

Die Herstellung der Proben erfolgt nach dem Prozessablauf, wie er Abbildung 19 zu entnehmen ist. Dabei werden die keramischen Pulver (siehe Tabelle 1) Tonerde und Mullit mit destilliertem Wasser und *BegoSol*[®] K mit Hilfe des Dispergiermittels *Dolapix CE64* unter Rühren vermengt. Zur Untersuchung des Einflusses der Zusammensetzung auf die Porenstruktur und deren Eigenschaften wurde der volumetrische Feststoffanteil mit 42,5% (Typ „A“), 45% (Typ „B“), 47,5% und 50,5% (Typ „C“) variiert. Im Hinblick auf möglichst geringe Sinterschwindungen wurde ein Anteil von grobkörnigem Mullit im Schlicker von 20vol% gewählt. Um eine komplette Umwandlung von Aluminiumoxid und Siliciumdioxid zu Mullit (theoretisch) zu ermöglichen, wurde das Stoffmengenverhältnis (inklusive der SiO₂-Bestandteile im Perlit) nach Gleichung (2.1) auf 1,5 eingestellt.

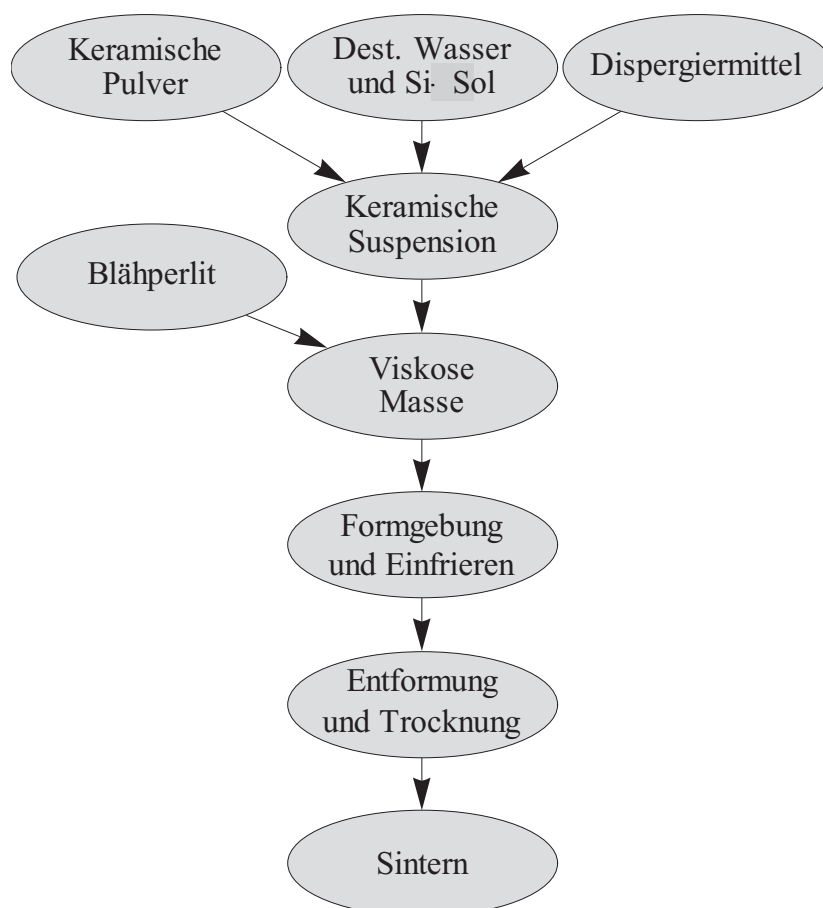


Abbildung 19 Schematischer Prozessablauf zur Herstellung poröser Keramikbauteile mit einem kombinierten Prozess aus Gefriergelie- und Platzhalterverfahren

In einem weiteren Prozessschritt wird dem Schlicker Blähperlit mit einer maximalen Korngrößen von 4mm hinzugefügt. Dabei wurde ein volumetrisches Verhältnis zwischen Blähperlit und Schlicker von 1,8 ausgewählt. Aufgrund dieses Mengenverhältnisses ist es

möglich eine homogene Vermischung von Perlitkörnern und Schlicker zu gewährleisten, ohne das die Perlitkörner aufgrund der Dichteunterschiede auftreiben, da sich die eingerührten Perlitkörner im Schlicker berühren und sich somit untereinander blockieren.

Die so hergestellte viskose Masse wird anschließend in eine metallische Gussform gegeben und eingefroren. Für die akustischen Untersuchungen im Impedanzrohr (Abschnitt 3.6.2) und die Messungen des längenspezifischen Strömungswiderstands (Abschnitt 3.2.3) wurden zylindrische Scheiben (Abbildung 41) mit einem Durchmesser von 130mm und einer Höhe von 30mm hergestellt. Für die Bestimmung der offenen Porosität (Abschnitt 3.2.2) wurden zylindrische Formen mit Durchmesser und Höhe von je 30mm verwendet. Zur Herstellung der porösen Brennkammerkacheln wurden komplexe Formen verwendet, wie sie Abbildung 20 zeigt.

Der nachfolgende Einfrierprozess, welcher ausführlicher in Abschnitt 4.1.3 vorgestellt wird, erfolgt in einer auf -150°C temperierten Gefriertruhe. Um Inhomogenitäten bezüglich der Porengrößen insbesondere im Randbereich der Proben zu vermeiden, wurde durch den Einsatz eines Isolationsgefäßes beim Einfrierprozess die Abkühlgeschwindigkeit stark herabgesetzt. Die anschließende Trocknung der Formteile erfolgte bei Standardbedingungen und resultiert in Grünkörpern mit ausreichender Festigkeit, um sie beispielsweise durch Drehen oder Fräsen nachzubearbeiten, ohne Spezialwerkzeuge zu benötigen.

Zur Vermeidung der durch das Platzhalterverfahren entstehenden verringerten Porendichte im Randbereich, wurden wenigstens 2mm des Randbereichs der Grünkörper mechanisch durch Drehen, Fräsen und Schleifen abgetragen.

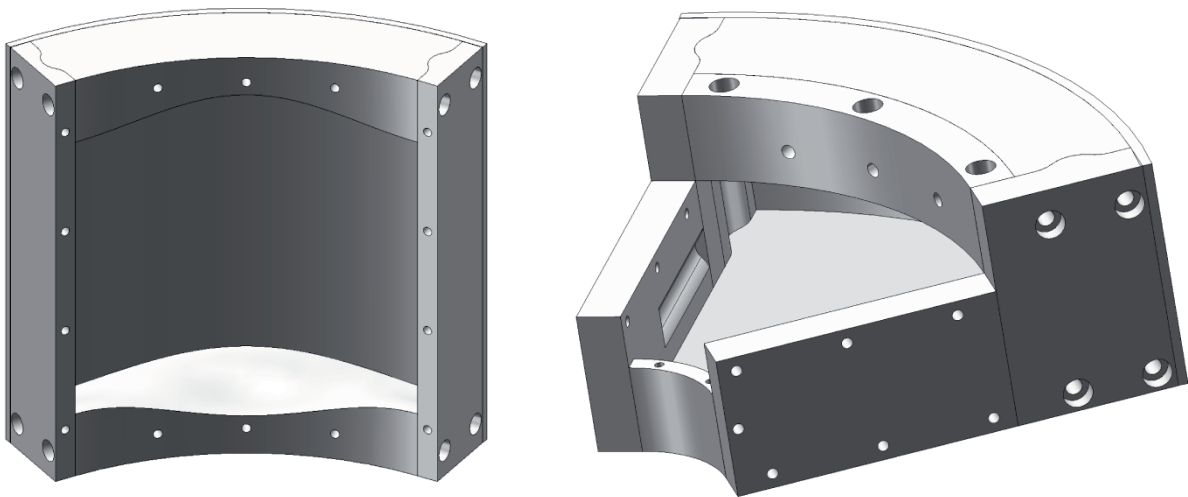


Abbildung 20 Metallische Formen zur Herstellung poröser Brennkammerkacheln (vorne offen)

3.2 Materialcharakterisierung

3.2.1 Porenstruktur

Zur Untersuchung der Porenstruktur und der Bestimmung von Strukturparametern kamen zwei bildgebende Verfahren zum Einsatz: Die Rasterelektronenmikroskopie (REM) und die Mikrocomputertomographie (μ -CT). Die REM erfolgte an einem Gerät der Firma *EOS GmbH* mit der Bezeichnung *CamScan*, während die μ -CT unter Verwendung von Synchrotronstrahlung im *HasyLab* des *DESY* in Hamburg durchgeführt wurde.

3.2.2 Porosität

Unter Porosität wird im Allgemeinen das Porenvolumen V_p im Verhältnis zum Gesamtvolumen V_k eines Körpers mit

$$\sigma_{tot} = \frac{V_p}{V_k} \quad (2.2)$$

verstanden. Dabei ist es zunächst irrelevant, ob das Porenvolumen durchgängig miteinander verbunden ist. Man spricht auch von der sogenannten totalen Porosität σ_{tot} . Zusätzlich dient diese Bezeichnung der Trennung von der effektiven Porosität bzw. offenen Porosität σ_{offen} , bei der nur der miteinander verbundene Hohlraumanteil berücksichtigt wird.

Zur messtechnischen Bestimmung der offenen Porosität wird oftmals das Wassereindringverfahren (WEV) nach DIN EN 623 Teil 2 [112] verwendet. Das WEV (auch Archimedesprinzip genannt) basiert auf Gewichtsmessungen des Probekörpers bei drei verschiedenen Zuständen. So wird die Trockenmasse m_{tr} , die Auftriebsmasse m_{auf} sowie die Feuchtmasse m_{feucht} des Probekörpers nacheinander bestimmt. Die offene Porosität kann anschließend direkt aus den Messwerten mit

$$\sigma_{offen} = \frac{m_{auf} - m_{tr}}{m_{auf} - m_{feucht}} \quad (2.3)$$

überführt werden. Das Auswiegen der Auftriebsmasse des Probekörpers erfolgt innerhalb eines mit demineralisiertem und entgastem Wasser gefüllten Gefäßes. Die Bestimmung der Feuchtmasse wird am komplett mit Flüssigkeit gesättigten Probekörper durchgeführt. Hierbei ist entscheidend, dass die Flüssigkeit aus den Poren des Probekörpers während des Messvorgangs nicht entweicht. Dies ist vor allem bei Porengrößen von $200\mu\text{m}$ und mehr aufgrund stark reduzierter Kapillarkräfte nicht mehr sichergestellt, so dass bei Körpern mit größeren Poren die Bestimmung der Feuchtmasse problematisch sein kann.

Die Porengrößen der Probekörper dieser Arbeit übertreffen die oben genannte Porengröße teilweise um ein Vielfaches. Um die Feuchtmasse dennoch zu bestimmen und so die offene Porosität mit Gleichung (2.3) zu berechnen, wurden Messungen des Gesamtvolumens V_k der zylindrischen Proben durchgeführt.

Die Feuchtmasse einer Probe ist mit

$$m_{feucht} = m_{tr} + \rho_{H_2O} \cdot V_{offen} \quad (2.4)$$

die Summe ihrer Trockenmasse und der Masse der in ihr enthaltenen Flüssigkeit. Die Auftriebsmasse ist mit

$$m_{auf} = m_{tr} - \rho_{H_2O}(V_k - V_{offen}) \quad (2.5)$$

definiert. Wird diese Gleichung nach dem Volumen der offenen Poren umgestellt, erhält man

$$V_{offen} = V_k + \frac{m_{auf} - m_{tr}}{\rho_{H_2O}}. \quad (2.6)$$

Setzt man diese schließlich in Gleichung (2.5) ein, ergibt sich mit

$$m_{feucht} = m_{auf} + V_k \cdot \rho_{H_2O} \quad (2.7)$$

die gesuchte Feuchtmasse in Abhängigkeit von Auftriebsmasse, Körpervolumen und Dichte der Flüssigkeit. Eingesetzt in Gleichung (2.3) lässt sich somit die offene Porosität ohne direkte Messung der Feuchtmasse bestimmen.

Um unerwünschte Inhomogenität an den Randbereichen der Probe aufgrund des Herstellungsprozesses (siehe Abschnitt 3.1) zu vermeiden, wurden die zylindrischen Probekörper vor den Messungen durch Drehen auf die gewünschte Probengeometrie von 20mm Durchmesser bei einer Länge von mindestens 25mm gebracht.

3.2.3 Strömungswiderstand

Der längenspezifische Strömungswiderstand, der in der Literatur auch mit „Strömungsresistenz“ bezeichnet wird, gibt indirekt Aufschluss über einige strukturelle Eigenschaften poröser Materialien. Somit ist er nach *Mechel* [45] der „aussagefähigste Materialparameter“ in Bezug auf die Wirksamkeit poröser Absorber. Der Strömungswiderstand entsteht durch Reibungskräfte einer Strömung innerhalb der Strömungsgrenzschicht an den Porenwänden. Die Definition des längenspezifischen Strömungswiderstandes Ξ lautet

$$\Xi = \frac{1}{dx_0} \frac{\Delta p}{v_{ex}}. \quad (2.8)$$

Δp steht dabei für den sich einstellenden Differenzdruck einer mit Gleichströmung durchströmten Absorberschicht der Dicke dx_0 . v_{ex} ist dabei die außerhalb des Absorbers vorliegende Strömungsgeschwindigkeit.

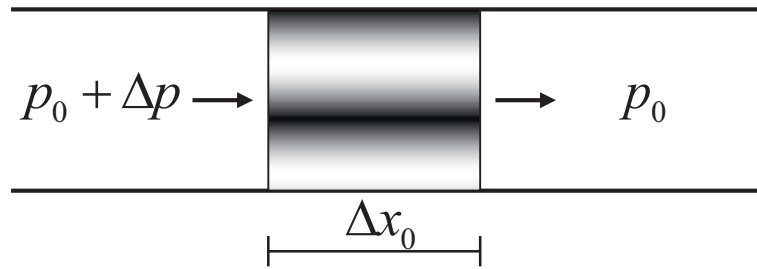


Abbildung 21 Versuchsanordnung des Luftgleichstromverfahrens zur Bestimmung des längenspezifischen Strömungswiderstands (Strömungsresistanz)

Zur Bestimmung des längenspezifischen Strömungswiderstandes wurde das Luftgleichstromverfahren entsprechend ISO 9053:1991 [113] angewandt. Bei diesem Verfahren (Siehe Abbildung 10) wird durch einen, in einem Rohr befindlichen, porösen Testkörper eine Luftströmung erzwungen, indem ein Differenzdruck Δp über der Länge Δx_0 eingestellt wird. Durch die Bestimmung des resultierenden Volumenstroms q_v kann mit

$$R = \frac{\Delta p}{q_v} \quad (2.9)$$

zunächst der Strömungswiderstand R bestimmt werden. Bei homogenen Materialien kann so durch Multiplikation des Strömungswiderstandes mit der Querschnittsfläche A und Division mit der Länge Δx_0 des Testkörpers mit

$$\Xi = \frac{R \cdot A}{\Delta x_0} \quad (2.10)$$

der längenspezifische Strömungswiderstand bestimmt werden. Um Einflüsse des Probenrandes auf die Ergebnisse der Strömungswiderstandsmessung zu reduzieren, sind die Messungen an, im Vergleich zu den Abmessungen der Porenstruktur ($<4\text{mm}$), sehr großen Proben durchgeführt worden (siehe Abbildung 41 in Abschnitt 4.1.3).

Da der Strömungswiderstand von der Anströmgeschwindigkeit abhängt, muss für die Messung eine geeignete Vorschrift festgelegt werden. Die Norm fordert die Bestimmung des Strömungswiderstandes bei einer sehr geringen linearen Anströmgeschwindigkeit des Testkörpers von

$$v_{ex} = \frac{q_v}{A} = 0,05 \text{ cm/s} . \quad (2.11)$$

Dies entspricht einem Schalldruck von $0,2\text{Pa}$ bzw. einem Schalldruckpegel von 80dB bei Standardbedingungen bezogen auf den Referenzwert von $20\mu\text{Pa}$. Da Messungen bei der von der Norm geforderten geringen Anströmgeschwindigkeit nur mit unzureichender Genauigkeit durchgeführt werden können, werden Messungen in der Regel (und ebenso in dieser Arbeit) bei höheren Geschwindigkeiten ($0,5 \text{ cm/s} - 2 \text{ cm/s}$) durchgeführt und linear auf den Wert von $0,05 \text{ cm/s}$ extrapoliert.

3.3 Theorie des homogenen Mediums

Die „Theorie des homogenen Mediums“ (THM) ist ein mathematischer Ansatz zur Berechnung der komplexen, frequenzabhängigen Absorberkennwerte Schallwellenwiderstand \underline{Z}_a und Schallausbreitungskonstante $\underline{\Gamma}_a$. Bei Kenntnis der Absorberkennwerte kann mit Hilfe von Gleichung (1.44) die Wandimpedanz \underline{Z}_w einer Absorberschicht der Dicke d für ebene einfallende Schallwellen direkt vor einem schallharten Abschluss bzw. mit Gleichung (1.45) mit einem Luftspalt der Dicke t vor einem schallharten Abschluss bestimmt werden. Aus dieser lässt sich wiederum mit Gleichung (1.42) direkt der Absorptionsgrad bzw. der Reflexionsfaktor berechnen.

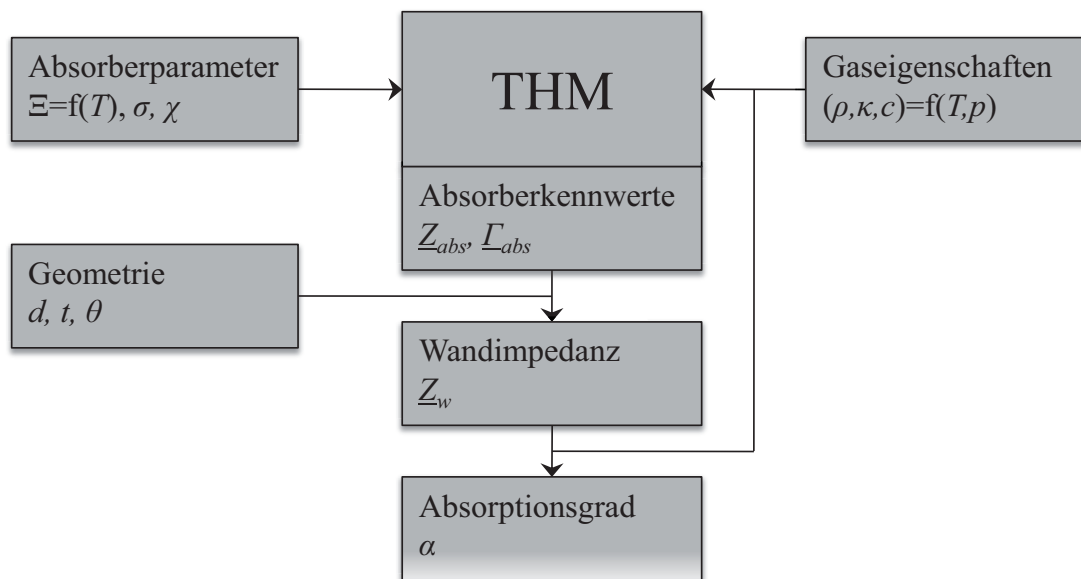


Abbildung 22 Schematische Darstellung zur mathematischen Bestimmung des Absorptionsgrads einer homogenen Absorberanordnung mit Hilfe der „Theorie des homogenen Mediums“

Die THM verfolgt einen phänomenologischen Ansatz und basiert auf heuristisch angesetzten Differentialgleichungen. Sie zählt zu den ältesten Beschreibungen poröser Absorber und entstammt der Theorie verlustbehafteter elektrischer Leiter. Der Absorber wird dabei als quasihomogenes Medium mit Reibungsverlusten betrachtet. Es besteht die Möglichkeit thermodynamische Effekte, d.h. den Wärmetransport zwischen Schallübertragungsmedium und Absorberskelett, zu berücksichtigen.

Für die Gültigkeit der THM wird vorausgesetzt, dass das Skelett des porösen Absorbers starr und die inneren Strukturabmessungen sehr klein zur Schallwellenlänge sind. Weiterhin wird vorausgesetzt, dass sich das System als Ein-Wellen-System beschreiben lässt.

Der Absorber wird in der THM zusätzlich zu seiner räumlichen Ausdehnung lediglich durch die integralen Kenngrößen σ , der offenen Porosität (siehe Abschnitt 3.2.2), Ξ , dem längenspezifischen Strömungswiderstand (siehe Abschnitt 3.2.3) und mit χ , dem Strukturfaktor (Abschnitt 3.3.4) beschrieben. Das schallübertragende Medium wird durch Dichte, Schallgeschwindigkeit und Isentropenexponent beschrieben.

Die hier vorgestellte Herleitung der Grundgleichung basiert auf den Werken von *Mechel* [45], *Zwicker* und *Kosten* [96] sowie *Cremer* [97]. Dabei soll mit Hilfe einer Analogie zu verlustbehafteten elektrischen Leitern ein Zusammenhang zwischen der Längsimpedanz und

der Queradmittanz und den Absorberkennwerten hergestellt werden. Im Folgenden werden diese aus der Impuls- und Kontinuitätsgleichung aus Abschnitt 2.2.2 für eine Schallwelle innerhalb der Absorberstruktur hergeleitet.

3.3.1 Analogie zu verlustbehafteten elektrischen Leitern

Für die Beschreibung von Schallausbreitung in verlustbehafteten Medien bietet sich eine Analogie [74] zu verlustbehafteten elektrischen Leitern an. Für diese gelten pro Längeneinheit die Differentialgleichungen für Spannung U und Strom I mit

$$\begin{aligned} -\frac{dU}{dx} &= j \cdot \omega \cdot L_e \cdot I \\ -\frac{dI}{dx} &= j \cdot \omega \cdot C_e \cdot U \end{aligned} \quad (2.12)$$

Dabei beschreibt L_e die Induktivität und C_e die Kapazität der Leitung, jeweils bezogen auf eine Längeneinheit.

Für die verlustfreie Ausbreitung ebener Wellen gilt analog zu den obigen Differentialgleichungen:

$$\begin{aligned} -\frac{dp}{dx} &= j \cdot \omega \cdot \rho_0 \cdot v_x \\ -\frac{dv_x}{dx} &= j \cdot \omega \cdot \frac{1}{\rho_0 \cdot c_0^2} \cdot p \end{aligned} \quad (2.13)$$

Identifiziert man nun die Spannung U mit dem Schalldruck p und den Strom I mit der Schallschnelle v_x ist folgender Zusammenhang erkennbar:

$$\begin{aligned} L_e &\Leftrightarrow \rho_0 \\ C_e &\Leftrightarrow \frac{1}{\rho_0 \cdot c_0^2} = C_a \end{aligned} \quad (2.14)$$

Auf eine akustische Welle übertragen, entspricht die Induktivität offensichtlich einer Masse und die Kapazität einer Federung, im Folgenden C_a genannt.

Bei der Betrachtung verlustbehafteter elektrischer Leiter und akustischer ebener Wellen lassen sich mit der Längsimpedanz \underline{Z}_l und der Queradmittanz \underline{G}_q pro Längeneinheit die Differentialgleichungen analog zur obigen verlustfreien Betrachtung mit

$$\begin{aligned} -\frac{dU}{dx} &= \underline{Z}_l \cdot I \\ -\frac{dI}{dx} &= \underline{G}_q \cdot U \end{aligned} \quad (2.15)$$

für elektrische Leiter und mit

$$\begin{aligned} -\frac{dp}{dx} &= \underline{Z}_l \cdot v_x \\ -\frac{dv_x}{dx} &= \underline{G}_q \cdot p \end{aligned} \quad (2.16)$$

für die Ausbreitung ebener Wellen angeben. Ein akustisches Medium kann demzufolge in Anlehnung an elektrische Leiter mit dem Ersatzschaltbild aus Abbildung 23 dargestellt werden.

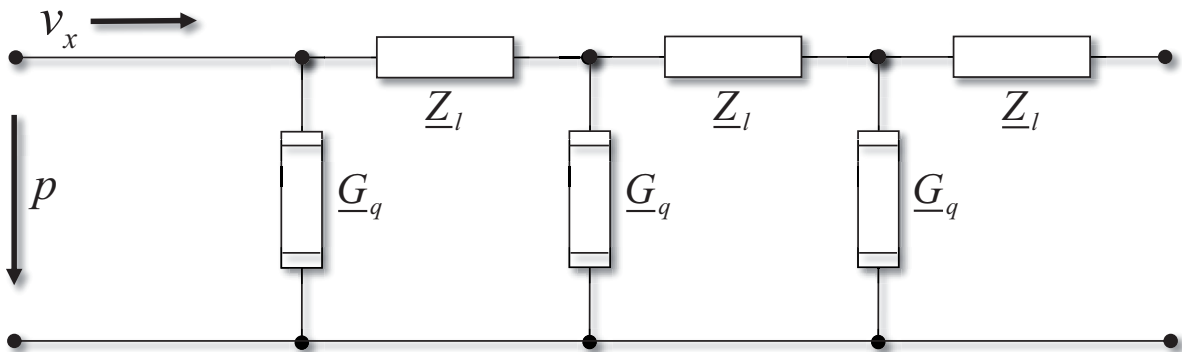


Abbildung 23 Allgemeines Ersatzschaltbild eines akustischen Mediums

Nach der Leitungstheorie gilt dann für die Schallausbreitungskonstante $\underline{\Gamma}_a$ und Schallwellenwiderstand \underline{Z}_a im verlustbehafteten Medium in Abhängigkeit von Längsimpedanz und Queradmittanz:

$$\begin{aligned} \underline{Z}_a &= \sqrt{\frac{\underline{Z}_l}{\underline{G}_q}} \\ \underline{\Gamma}_a &= \sqrt{\underline{Z}_l \cdot \underline{G}_q} = j \cdot k_0 \end{aligned} \quad (2.17)$$

3.3.2 Impulserhaltungsgleichung im porösen Absorber

Zunächst soll ein Volumenelement eines Ausschnittes des porösen Körpers aus Abbildung 24 betrachtet werden. Es sei so ausgewählt, dass es als homogen und als Referenz für den kompletten porösen Körper angesehen werden kann. Dazu muss die Querschnittsfläche A_0 des Volumenelements hinreichend groß sein, um die Eigenschaften der Porenmorphologie statistisch hinreichend abzubilden, dabei aber kleiner als die Schallwellenlänge sein. Die Schallfeldgrößen p und v beschreiben das in dem Absorber eingeschlossene Gasvolumen.

Die Integralform der Impulserhaltungsgleichung 2.2.2 der Trägheitskräfte lautet

$$-\oint_{A_p} p \cdot d\mathbf{A} = \iiint_{V_p} \rho_0 \frac{d\mathbf{v}_{\text{lokal}}}{dt} \cdot dV. \quad (2.18)$$

Sie setzt die resultierende Kraft des Druckfeldes p in der Porenfläche A_p (linke Seite) mit der gesamten Trägheitskraft der lokalen Schallschnellen $\mathbf{v}_{\text{lokal}}$ im Porenvolumens V_p (rechte Seite) gleich. Im Folgenden werden die linke und rechte Seite dieser Gleichung zunächst einzeln betrachtet.

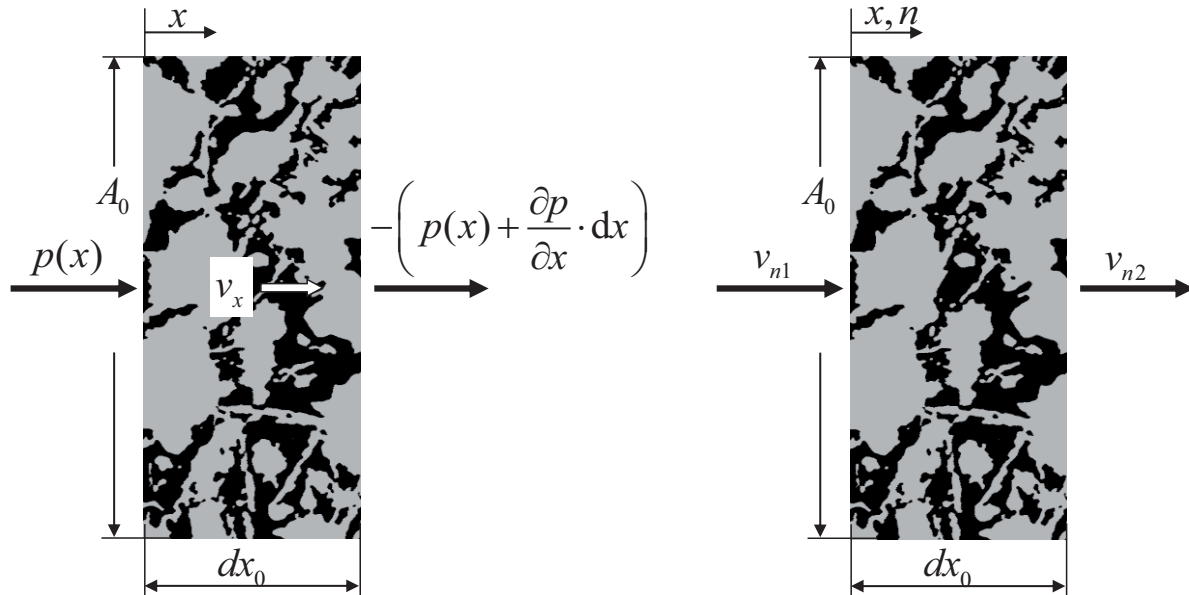


Abbildung 24 Volumenelemente zur Herleitung der Impuls- (links) und Kontinuitätsgleichung (rechts) für akustische Wellen in porösen Medien

Unter den oben gemachten Annahmen der Repräsentanz und Homogenität des Volumens gilt, dass die Porenfläche in jedem betrachteten Querschnitt gleich groß ist. Die linke Seite der Impulserhaltungsgleichung (2.18) lässt sich somit zu

$$-\oint_{A_p} p \cdot d\mathbf{A} = -\frac{dp}{dx} \cdot A_p dx_0 \quad (2.19)$$

vereinfachen.

Bei Betrachtung des Volumenintegrals der rechten Seite der Impulserhaltungsgleichung

kann unter der Annahme, dass die Länge dx des Volumenelements im Verhältnis zur Schallwellenlänge klein ist, die Gasdichte ρ_0 als konstant angesehen werden. Weiterhin wird angenommen, dass sich die Schallschnellen quer zur Ausbreitungsrichtung über das Volumenelement ausmitteln und sich somit nur in x-Richtung ausbreiten. Folglich lässt sich der rechte Teil von Gleichung (2.18) mit

$$\iiint_{V_p} \rho_0 \frac{d\mathbf{v}_{\text{lokal}}}{dt} \cdot dV = \rho_0 \cdot \frac{d}{dt} \iiint_{V_p} v_{x,\text{lokal}} \cdot dV \quad (2.20)$$

angeben. Das Porenvolumen V_p lässt sich zudem als Integral der Porenfläche A_p über der Strecke dx mit

$$V_p = \int_{dx_0} A_p(x) \cdot dx \quad (2.21)$$

ausdrücken. Nach Einführung der Flächenporosität $\sigma_A = A_p/A_0$ und den weiteren Umformungen

$$\begin{aligned} \iiint_{V_p} \rho_0 \frac{d\mathbf{v}_{\text{lokal}}}{dt} \cdot dV &= \rho_0 \cdot \int_{dx_0} \left(\frac{d}{dt} \iint_{A_p} v_{x,\text{lokal}} \cdot dA \right) \cdot dx \\ &= \rho_0 \cdot A_0 \cdot \int_{dx_0} \left(\frac{A_p}{A_0} \cdot \frac{d}{dt} \cdot \frac{1}{A_p} \iint_{A_p} v_{x,\text{lokal}} \cdot dA \right) \cdot dx \\ &= \rho_0 \cdot A_0 \cdot \int_{dx_0} \left(\sigma_A \frac{d}{dt} v_{x,\text{lokal},m_{A_p}} \right) \cdot dx \\ &= \rho_0 \cdot A_0 \cdot \int_{dx_0} \frac{d}{dt} \cdot v_x \cdot dx \end{aligned} \quad (2.22)$$

lässt sich dann mit (2.19) und eingesetzt in (2.18)

$$-\frac{dp}{dx} = \rho_0 \frac{A_0}{A_p} \cdot \frac{1}{dx_0} \int_{dx_0} \frac{d}{dt} v_x \cdot dx \quad (2.23)$$

angeben. Wird zudem noch die konvektive Beschleunigung der Schnelle durch Einschnürung der Poren vernachlässigt (eine Möglichkeit diese dennoch zu berücksichtigen, wird in Abschnitt 3.3.5 diskutiert) gilt

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} = j \cdot \omega \quad (2.24)$$

und es ergibt sich

$$-\frac{dp}{dx} = \rho_0 \frac{j \cdot \omega}{\sigma_A} \cdot \frac{1}{dx_0} \int_{dx_0} v_x \cdot dx. \quad (2.25)$$

Da die Volumenstromdichte aufgrund der angenommenen Homogenität keine Änderung über der Länge erfährt, folgt

$$-\frac{dp}{dx} = \frac{j \cdot \omega \cdot \rho_0}{\sigma_A} \cdot v_x. \quad (2.26)$$

Auf der rechten Seite der Gleichung steht nun die Kraft der in den Poren beschleunigten Gasmasse. Zur Erlangung der vollständigen Kraftgleichung müssen noch die Verluste durch viskose Reibung berücksichtigt werden. Dies erfolgt durch das Einführen der in Abschnitt 3.2.3 vorgestellten Strömungsresistenz

$$\Xi = -\frac{1}{dx_0} \frac{\Delta p}{v_{ex}} \quad (2.27)$$

mit dem Differenzdruck Δp , einer mit der Geschwindigkeit v_{ex} senkrecht angeströmten Schicht der Dicke dx_0 . Umgestellt ergibt sich somit

$$-\frac{\Delta p}{dx_0} = \Xi \cdot v_{ex}. \quad (2.28)$$

Dieser Term kann mit

$$-\frac{dp}{dx} = \left(\frac{j \cdot \omega \cdot \rho_0}{\sigma_A} + \Xi \right) \cdot v_x \quad (2.29)$$

einfach zur Kraftgleichung (2.26) addiert werden. Sie enthält mit σ_A noch die schwer messbare Größe der Flächenporosität. Diese kann mit Einführung des Strukturfaktors

$$\chi = \frac{\sigma}{\sigma_A} \quad (2.30)$$

der ausgiebig in Abschnitt 3.3.5 diskutiert wird, durch die Volumenporosität σ ersetzt werden. Die Impulsgleichung lautet somit:

$$-\frac{dp}{dx} = \left(\frac{j \cdot \omega \cdot \rho_0 \cdot \chi}{\sigma} + \Xi \right) \cdot v_x. \quad (2.31)$$

Im Hinblick auf Gleichung (2.16) lässt sich somit die gesuchte Längsimpedanz mit

$$\underline{Z}_l = \frac{j \cdot \omega \cdot \rho_0 \cdot \chi}{\sigma} + \Xi \quad (2.32)$$

angeben.

3.3.3 Kontinuitätsgleichung im porösen Absorber

Betrachtet werden soll wieder ein repräsentatives Volumenelement aus Abbildung 24 mit der Querschnittsfläche A_0 . Die Größen p und v beschreiben das Schallfeld der im Absorber eingeschlossenen Luft. Da die innere Porenstruktur oft aus einem verzweigten System besteht, werden die lokalen Schnellen (mit dem Index „lokal“) über eine repräsentative Querschnittsfläche des Absorbers gemittelt. Dabei ergibt sich die wandnormale Volumenflussdichte v_n mit dem wandnormalen Volumenfluss q_n zu

$$v_n = \frac{1}{A_0} \int_{A_0} v_n(y) \cdot dA = \frac{1}{A_0} q_n = \langle v_{n,lokal} \rangle_{A_0} \quad (2.33)$$

$\langle v_{n,lokal} \rangle_{A_0}$ bezeichnet dabei die lokale über die gesamte Querschnittsfläche A_0 gemittelte Schnelle. Da die lokalen Schnellen $v_{n,lokal}$ nur in der Fläche der angeschnittenen Poren A_p Werte ungleich 0 annehmen, kann Gleichung (2.33) mit der Flächenporosität $\sigma_A = A_p/A_0$ auch in

$$v_n = \frac{A_p}{A_0} \cdot \frac{1}{A_p} \int_{A_p} v_n(y) \cdot dA = \frac{A_p}{A_0} \cdot \langle v_{n,lokal} \rangle_{A_p} = \sigma_A \cdot \langle v_{n,lokal} \rangle_{A_p} \quad (2.34)$$

umgeschrieben werden.

Bei Betrachtung der Grenzfläche zwischen zwei beliebigen Medien 1 und 2 können mit Hilfe der Randbedingungen weitere Erkenntnisse erlangt werden. Die Randbedingungen an der Grenzfläche sind (vergl. Abschnitt 2.2.4) die Gleichheit der Schalldrücke sowie die Gleichheit der flächennormalen Volumenflüsse. Das heißt:

$$p_1 = p_2 \quad \text{und} \quad v_{n1} \cdot A_0 = v_{n2} \cdot A_0 \Leftrightarrow v_{n1} = v_{n2} \quad (2.35)$$

Werden die Schnittflächen der Poren beiderseits der Grenzfläche mit A_{p1} und A_{p2} bezeichnet und mit $\sigma_{Ai} = A_{pi}/A_{p0}$ die zugehörige Flächenporosität gilt

$$\langle v_{n1,lokal} \rangle_{A_{p1}} \cdot \sigma_{A1} = \sigma_{A2} \cdot \langle v_{n2,lokal} \rangle_{A_{p2}} \quad (2.36)$$

Wird für das Medium 1 nun Luft angesetzt, ist $\sigma_{A1} = 1$, da $A_{p1} = A_{p0}$ und die lokal gemittelte Schnelle $\langle v_{n1,lokal} \rangle_{A_{p1}} = v_{n1}$. Sie wird somit zu

$$v_{n1} = \sigma_{A2} \cdot \langle v_{n2,lokal} \rangle_{A_{p2}} \quad (2.37)$$

Dieses Ergebnis wird später gebraucht sobald die Voraussetzungen geschaffen sind damit weiterzurechnen.

Die Kontinuitätsgleichung in Integralform mit der Oberfläche A lautet

$$\oint_A \rho_0 \mathbf{v} \cdot d\mathbf{A} = - \iiint_{V_p} \frac{\partial \rho_0}{\partial t} \cdot dV_p . \quad (2.38)$$

Das Volumenintegral über das offenen Porenvolumen V_p kann auch mit $\sigma = V_p/V_0$ zu

$$\oint_A \rho_0 \mathbf{v} \cdot d\mathbf{A} = - \iiint_{V_0} \frac{\partial \rho_0}{\partial t} \cdot \sigma \cdot dV_0 \quad (2.39)$$

umgeschrieben werden. Unter Verwendung des *Gaußschen* Integralsatzes auf das Produkt einer skalaren Funktion mit einem konstanten Vektor, lässt sich die linke Seite von Gleichung (2.39) umschreiben zu

$$\oint_A \rho_0 \mathbf{v} \cdot d\mathbf{A} = \int_{V_0} \operatorname{div}(\rho_0 \cdot \mathbf{v}) \cdot dV_0 . \quad (2.40)$$

Eingesetzt in Gleichung (2.39) und differenziert nach dV_0 ergibt sich

$$\operatorname{div}(\rho_0 \cdot \mathbf{v}) = \rho_0 \cdot \operatorname{div} \mathbf{v} = -\sigma \cdot \frac{\partial \rho_0}{\partial t} = -\sigma \cdot \frac{d\rho_0}{dp} \cdot \frac{\partial p}{\partial t} . \quad (2.41)$$

Für eine ebene Welle in x-Richtung wird die Divergenz in Gleichung (2.41) zu einer einfachen Richtungsableitung. Die Kontinuitätsgleichung lässt sich für diesen Fall mit

$$-\frac{dv_x}{dx} = j \cdot \omega \cdot \sigma \cdot \frac{1}{\rho_0} \frac{dp}{dp} p \quad (2.42)$$

angeben.

Unter der Annahme einer verlustfreien Schallübertragung gilt $dp/d\rho = c_0^2$ aus Gleichung (1.15). Denn bislang wurde immer stillschweigend davon ausgegangen, dass es sich bei der Zustandsänderung der Kompression und Dilatation der Schallwelle um einen adiabatischen Prozess handelt. Die bislang verwendete Schallgeschwindigkeit c_0 ist demnach mit der adiabatischen Schallgeschwindigkeit c_{ad} gleichzusetzen. Dies gilt jedoch nur für die ungestörte Schallausbreitung wobei sich für Gleichung (2.42) dann

$$-\frac{dv_x}{dx} = j \cdot \omega \cdot \sigma \cdot \frac{1}{\rho_0 \cdot c_{ad}^2} \cdot p \quad (2.43)$$

ergibt. Hier findet sich mit $1/(\rho_0/c_{ad}^2)$ ein Term wieder, der bereits in Abschnitt 3.3.1 als Federung C_a identifiziert wurde.

Im Absorber kommt es aber zu Energieverlusten bei der druckinduzierten Kompression, die es zu berücksichtigen gilt. Anders als bei der ungestörten Schallausbreitung kann im Absorber durch einen Wärmeaustausch mit dem Absorberskelett nicht davon ausgegangen werden, dass die Druckveränderungen adiabatisch ablaufen. Die Wärmeleitung des Skeletts trägt demzufolge zu einem Relaxationsprozess bei. Dieser kann nach [45] durch ein Feder-

Dämpfer System, wie es in Abbildung 25 zu sehen ist, beschrieben werden.

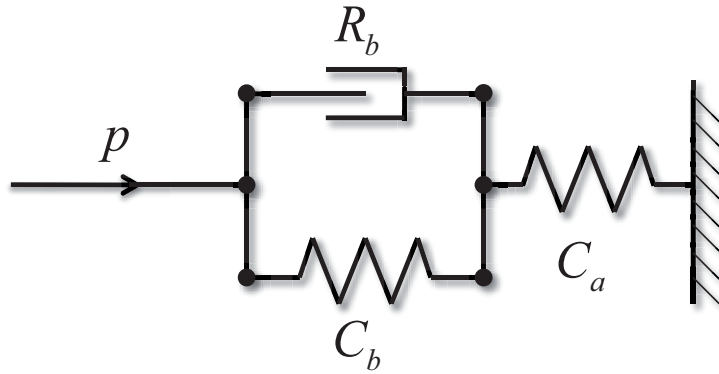


Abbildung 25 Feder-Dämpfer System zur Beschreibung eines Relaxationsprozesses

Das Verhalten eines solchen Systems ist stark von der Anregungsfrequenz abhängig. Wird die Anregung mit sehr hohen Frequenzen betrachtet, wird durch die Dämpfung R_b vorwiegend die Federung C_a beansprucht. Die Zustandsänderung des Systems erfolgt dann rein adiabatisch.

Für tiefe Frequenzen hingegen, wird die Federung des Systems mit der isothermen Federung $C_{is} = \kappa \cdot C_a$ durch

$$C_a + C_b = C_{is} = \kappa \cdot C_a \quad (2.44)$$

bestimmt. Für die Federung C_b ergibt sich somit

$$C_b = (\kappa - 1) \cdot C_a. \quad (2.45)$$

Wird mit $R_b \cdot C_b = \tau$ die Relaxationszeit eingeführt, kann die Admittanz der effektiven Federung C_{eff} des gesamten Relaxationssystems aus Abbildung 25 mit

$$\begin{aligned} C_{eff} &= C_a + \frac{C_b \cdot \frac{1}{R_b}}{C_b + \frac{1}{j \cdot \omega \cdot R_b}} = C_a + \frac{C_b}{1 + j \cdot \omega \cdot \tau} \\ &= C_a \cdot \left(1 + \frac{\kappa - 1}{1 + j \cdot \omega \cdot \tau} \right) \end{aligned} \quad (2.46)$$

angegeben werden. Hier kann wieder die Beobachtung gemacht werden, dass für hohe Werte des Produkts aus Frequenz und Relaxationszeit sich die Federung adiabatisch verhält, während für kleine Werte eine isotherme Federung wirkt.

Der die Federung in Gleichung (2.43) beschreibende Term muss demzufolge für den jeweilig betrachteten Fall geändert werden. Mit $c_0 = c_{ad}$ ergibt sich somit für die gesuchten Queradmittanzen:

$$\begin{aligned}
\omega \cdot \tau \rightarrow 0: \quad & -\frac{dy_x}{dx} = j \cdot \omega \cdot \sigma_v \cdot \frac{\kappa}{\rho_0 \cdot c_o^2} \cdot p \\
\omega \cdot \tau \rightarrow \infty: \quad & -\frac{dy_x}{dx} = j \cdot \omega \cdot \sigma_v \cdot \frac{1}{\rho_0 \cdot c_o^2} \cdot p
\end{aligned} \tag{2.47}$$

Um diese zwei Gleichungen auf eine zu reduzieren, wird mit

$$\kappa_{eff} = \begin{cases} 1 & \text{für } \omega \cdot \tau \rightarrow \infty \\ \kappa & \text{für } \omega \cdot \tau \rightarrow 0 \end{cases} \tag{2.48}$$

ein effektiver Isentropenexponent eingeführt. Gleichung (2.47) wird somit zu

$$\underline{G}_q = j \cdot \omega \cdot \sigma_v \cdot \frac{1 \cdot \kappa_{eff}}{\rho_0 \cdot c_o^2} \cdot p \tag{2.49}$$

3.3.4 Absorberkennwerte

Werden die aus Impuls- und Kontinuitätsgleichung hergeleiteten Beziehungen aus Gleichung (2.32) und (2.49) in die Gleichungen (2.17) eingesetzt, lassen sich Schallausbreitungskonstante mit

$$\underline{\Gamma}_a = \sqrt{\underline{Z}_l \cdot \underline{G}_q} = j \cdot \omega \frac{\sqrt{\chi \cdot \kappa_{eff}}}{c_0} \sqrt{1 - j \frac{\sigma \cdot \Xi}{\omega \cdot \rho_0 \cdot \chi}} \tag{2.50}$$

und Schallwellenwiderstand im Absorber mit

$$\underline{Z}_a = \sqrt{\frac{\underline{Z}_l}{\underline{G}_q}} = \frac{\rho_0 \cdot c_0}{\sigma} \sqrt{\frac{\chi}{\kappa_{eff}}} \sqrt{1 - j \frac{\sigma \cdot \Xi}{\omega \cdot \rho_0 \cdot \chi}} \tag{2.51}$$

bestimmen. Die komplexen Absorberkennwerte beschreiben den Absorber vollständig und beinhalten lediglich relativ leicht experimentell zu bestimmende integrale Strukturparameter und Gaseigenschaften.

3.3.5 Strukturfaktor

Das Ziel des Strukturfaktors ist eine Bewertung der Porenstruktur, um einige Vereinfachungen, die in der Herleitung der Differentialgleichungen in der *Theorie des homogenen Mediums* gemacht werden, ausgleichen zu können. Der in Gleichung (2.30) eingeführte Strukturfaktor ist jedoch gleichzeitig die „*schwächste Stelle in der Theorie des homogenen Mediums für einen porösen Absorber, weil er am stärksten mit schwer fassbaren Bedeutungen belastet ist*“ [45] und wird deshalb auch als artifizielle Größe bezeichnet.

Der Strukturfaktor wurde von *Zwikker, Eijk* und *Kosten* [114] bereits 1941 eingeführt, die nach den Ursachen für die Abweichungen zwischen akustischen Messungen an Holzfaserplatten und akustischem Putz [115] und der Theorie suchten. Als Ursache fanden sie, dass Poren die sich senkrecht zur Schallausbreitungsrichtung ausdehnen und Sackporen (siehe Abbildung 26a und d) nicht im Modell berücksichtigt werden, da die Volumina dieser Porentypen nicht durchströmt werden. Sie tragen somit auch nicht zu der beschleunigten Luftmasse, wohl aber zur Federung bei. Anstatt nun zwei Arten von Porosität in das Modell zu integrieren, wurde stattdessen der Strukturfaktor χ eingeführt, der die Porosität, die an der Beschleunigung der Gasmasse beteiligt ist, innerhalb der Impulsgleichung (2.31)

$$-\frac{dp}{dx} = \left(\frac{j \cdot \omega \cdot \rho_0 \cdot \chi}{\sigma} + \Xi \right) \cdot v_x.$$

korrigiert. Durch die Einführung des Strukturfaktors konnte somit die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment wesentlich verbessern werden.

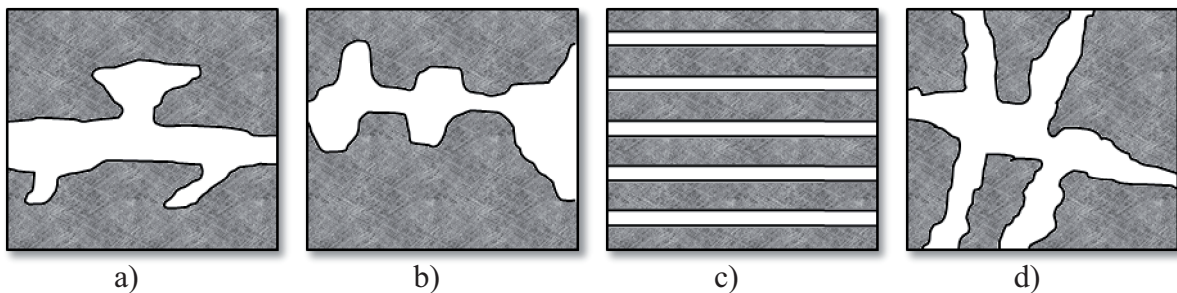


Abbildung 26 Verschiedene Porenstrukturen zur Erläuterung des Strukturfaktors: a) Sackporen, b) verbundene Poren (Querschnittsänderung), c) regelmäßig angeordnete Kapillarporen, d) Porensystem mit senkrechten Poren

Da der Strukturfaktor eine nicht direkt messbare Größe ist und nur für einfache regelmäßige, idealisierte Porenstrukturen zu berechnen ist, wird in nicht wenigen Literaturstellen empfohlen, den Strukturfaktor einfach gleich 1 zu setzen, bzw. diesen erst gar nicht zu berücksichtigen. Dies ist zumindest für Absorber mit parallel angeordneten und durchgehenden Kapillaren eine vernünftige Annahme. Für Faserabsorber wird ebenso oftmals empfohlen den Strukturfaktor einfach gleich 1 zu setzen, obwohl sich für viele Faserabsorber bessere Ergebnisse mit einem Strukturfaktor von 1,3 erzielen lassen [45]. Werden jedoch Porenstrukturen mit vielen Sackporen (Abbildung 26a), starken Querschnittssprüngen (b) oder mit zahlreichen senkrechten Poren (d) betrachtet, kann der Strukturfaktor recht hohe Werte annehmen und sollte somit auch berücksichtigt werden.

Bei unregelmäßig und komplex aufgebauten Absorbern kann der Strukturfaktor indirekt

über Messungen des Absorptionsfaktors (z.B. im Impedanzrohr, Abschnitt 3.6.2) oder der Absorberkennwerte (z.B. Transfermatrixbestimmung, Abschnitt 3.6.3) erfolgen. In beiden Fällen kann dann über eine Annäherung (z.B. mit Hilfe der Methode des kleinsten Fehlerquadrats) an den Verlauf des Absorptionsgrads mit der *Theorie des homogenen Mediums* der Strukturfaktor bestimmt werden. Die im Abschnitt 4.2.1 gezeigten Ergebnisse des Strukturfaktors basieren auf Absorptionsmessungen im Impedanzrohr.

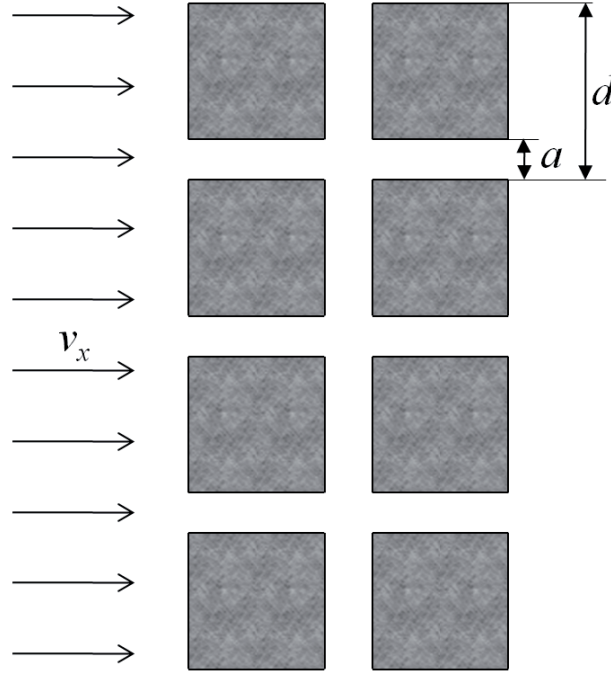


Abbildung 27 Idealisierter Absorberaufbau aus Würfeln

Laut Definition in Gleichung (2.30) beschreibt der Strukturfaktor das Verhältnis von Volumenporosität zu Flächenporosität. Dieses Verhältnis ist jedoch integral über einem Volumenelement betrachtet immer eins. Lokal, d.h. in jeder Schnittebene kann der Strukturfaktor jedoch auch andere Werte annehmen.

Gesucht ist aber vielmehr ein Strukturfaktor, der die gesamte offene Porosität in eine effektive Porosität zur Bestimmung der beschleunigten Luftmasse in der Impulsgleichung (2.31) überführt. In einigen Literaturstellen [116, 117] ist der Strukturfaktor als das Verhältnis des gesamten offenen Porenvolumens V_{feder} (komprimierbares Volumen) zum Volumen der beschleunigten Luftmasse V_{beschl} definiert:

$$\chi = \frac{V_{feder}}{V_{beschl}} = \frac{\sigma_{feder}}{\sigma_{beschl}}. \quad (2.52)$$

Dass diese Definition nicht immer ausreichend ist, zeigt die folgende Herleitung im zweiten betrachteten Modellabsorber. Dafür wird zunächst eine effektive Querschnittsfläche A_{eff} bestimmt, die zur Bestimmung der beschleunigten Luftmassen verwendet wird, um diese dann durch die bisher verwendete gesamte offene Porosität und den Strukturfaktor zu ersetzen.

Betrachtet werden soll zunächst die idealisierte Porenstruktur aus Abbildung 27. Diese besteht aus gleichartigen Würfeln mit der Kantenlänge $(d-a)$, die mit einem regelmäßigen

Abstand a angeordnet sind und von außen mit der Schnelle v_x angeströmt wird. Wird dabei angenommen, dass $a \ll d$ ist, kann die gesamte Porosität der Struktur näherungsweise mit

$$\sigma \approx \frac{3 \cdot a}{d} \quad (2.53)$$

angegeben werden. Die Porosität und der Strukturfaktor aus der Impulsgleichung (2.31) werden zunächst mit den physikalisch greifbareren Größen A_{ges} (Gesamtfläche) und A_{eff} (effektive Querschnittsfläche) ersetzt:

$$-\frac{dp}{dx} = \left(j \cdot \omega \cdot \rho_0 \frac{\chi}{\sigma} \right) \cdot v_x = \left(j \cdot \omega \cdot \rho_0 \frac{A_{ges}}{A_{eff}} \right) \cdot v_x. \quad (2.54)$$

Bei dieser Modellstruktur tragen nur die parallel zur Schallausbreitungsrichtung stehenden Volumina zur beschleunigten Gasmasse bei. Die senkrecht dazu stehenden Volumina haben nur federnden Charakter, da sie wie Sackgassen nicht durchströmt werden. Die effektive Fläche für die beschleunigten Massen wird somit näherungsweise zu

$$A_{eff} \approx 2 \cdot a \cdot d. \quad (2.55)$$

Die Fläche A_{ges} für diese Struktur ist d^2 . Werden nun A_{eff} , A_{ges} und die Porosität σ aus Gleichung (2.53) in (2.54) eingesetzt und nach dem Strukturfaktor umgestellt, ergibt sich

$$\chi = \frac{A_{ges}}{A_{eff}} \cdot \sigma \approx 1,5. \quad (2.56)$$

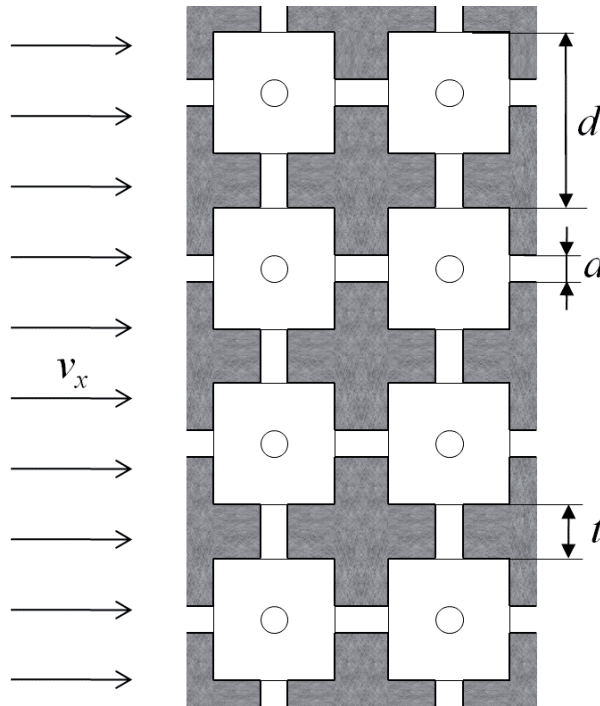


Abbildung 28 Idealisierter Aufbau eines offenzelligen Schaums

Cremer hat [97] in seiner Arbeit gezeigt, dass der Strukturfaktor für diese Modellstruktur unabhängig vom betrachteten Schalleinfallswinkel ist und somit die Struktur hinsichtlich des Strukturfaktors als isotrop anzusehen ist. Im Hinblick auf Gleichung (2.52), welche zur Bestimmung des Strukturfaktors das Verhältnis der federnden zur beschleunigten Volumina heranzieht, käme man bei dieser Modellstruktur auf exakt den gleichen Wert von 1,5.

Die zweite Modellstruktur hat einen etwas komplexeren inneren Aufbau, der einem realen offenzelligen Schaum schon recht nahe kommt. Sie ist in Abbildung 28 dargestellt und besteht aus regelmäßig angeordneten kubischen Zellen mit der Kantenlänge $(d-t)$, die in jede Raumrichtung jeweils mit einem zylindrischen Durchgang mit dem Durchmesser a und der Länge t verbunden sind. Dabei sei $a \ll d$. Bei dieser Modellstruktur sind im wesentlichen die Volumina in den Durchgängen für die beschleunigten Gasmassen verantwortlich, während die Kammervolumina als Feder wirken [97].

Erneut soll mit Hilfe des Verhältnisses aus Gesamtfläche zu effektiver Fläche der Strukturfaktor, wie in Gleichung (2.54), bestimmt werden. Die Gesamtporosität ergibt sich mit $a \ll d$ näherungsweise zu

$$\sigma \approx \left(\frac{d-t}{d} \right)^3 \approx 1 - \frac{3 \cdot t}{d}. \quad (2.57)$$

Zur Bestimmung der effektiven Fläche wird der Querschnitt der Durchgänge noch mit deren Länge auf die Zellenlänge normiert, um dem Umstand Rechnung zu tragen, dass die Durchgänge nicht über die gesamte Zellenlänge wirken. Zusätzlich wird noch 2 mal die Mündungskorrektur [45] $\pi \cdot a/8$ für zylindrische Öffnungen zur Länge der Durchgänge hinzugeschlagen, da sich die Strömungsgeschwindigkeit an den Enden der Durchgänge fließend und nicht abrupt ändert und somit noch zur wesentlichen beschleunigten Luftmasse addiert werden muss. Daraus ergibt sich für die Impulsgleichung

$$-\frac{dp}{dx} = \frac{j \cdot \omega \cdot \rho_0 \cdot \chi}{\sigma} \cdot v_x = j \cdot \omega \cdot \rho_0 \frac{(t + \pi \cdot a/4)}{d} \cdot \frac{d^2}{\pi \cdot a^2/4} \cdot v_x \quad (2.58)$$

und schließlich für den Strukturfaktor

$$\chi \approx \frac{(4 \cdot t + \pi \cdot a) \cdot (d - 3 \cdot t)}{\pi \cdot a^2}. \quad (2.59)$$

Werden nun Linien mit konstantem Strukturfaktor in Abhängigkeit der Strukturgrößen a und t jeweils im Verhältnis zu d aufgetragen, ergibt sich das Diagramm aus Abbildung 29. Für „gewalkte“ Polymerschäume ergibt sich bei typischen Abmessungen [45] von $t/d=1/30$ und $d/a=1/5$ ein Strukturfaktor von ~ 5 . Ebenso wie bei der ersten Modellstruktur ist der Strukturfaktor unabhängig vom betrachteten Schalleinfallswinkel [97]. Im Unterschied zur ersten Modellstruktur würde bei der Bestimmung des Strukturfaktors nach Gleichung (2.52) ein falscher Wert errechnet werden, da in dieser weder die Mündungskorrektur noch die Länge der Durchgänge bezüglich der Zellenlänge berücksichtigt wird.

In Abschnitt 4.2.3 wird dieses Modell für offenzellige Schäume derart abgewandelt, dass es die besondere Porenstruktur, die sich aufgrund des Gefrier geliervorgangs ergibt,

berücksichtigt.

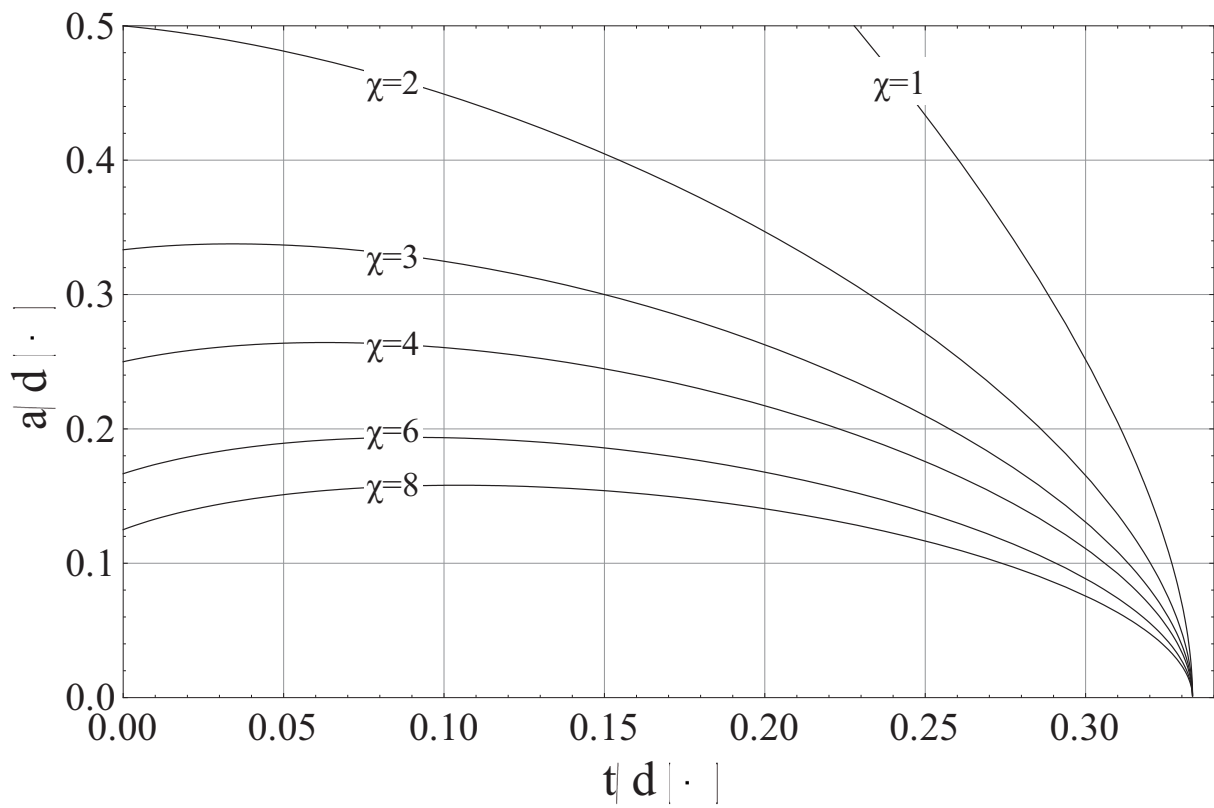


Abbildung 29 Linien mit konstantem Strukturfaktor χ für einen idealen offenzelligen Schaum in Abhängigkeit von den Strukturabmessungen.

3.4 Übertragung der Gaseigenschaften und Absorberparameter auf hohe Temperaturen und Drücke

Wie in Abschnitt 2.3.2 bereits gezeigt wurde, ist die entscheidende Größe für die Berechnung der Schallabsorption das Verhältnis von Wandimpedanz der Absorberschicht Z_w zum Freifeldwellenwiderstand Z_0 . So tritt maximale Schallabsorption genau dann auf, wenn der Realteil von Z_w/Z_0 gleich 1 wird und der Imaginärteil verschwindet. Im Folgenden soll erläutert werden, wie sich die Gaseigenschaften und Absorberparameter in Abhängigkeit von Druck und Temperatur verändern. Unter Verwendung eines den Absorber beschreibenden Modells lassen sich so Voraussagen über die Absorptionsleistung für verschiedene Umgebungsdrücke und Temperaturen angeben. Hierzu werden in Abschnitt 4.3.2 Absorptionsverläufe anhand einer festgelegten Absorberanordnung vorgestellt und diskutiert.

3.4.1 Schallkennimpedanz im Freifeld

Die Druck- und Temperaturabhängigkeit der Schallkennimpedanz im Freifeld $Z_0 = \rho_0 \cdot c_0$ kann für ideale Gase mit Hilfe der gut bekannten Beziehungen für Dichte und Schallgeschwindigkeit

$$\rho_0(p, T) = \frac{p \cdot M}{R \cdot T} \quad \text{und} \quad c_0(T) = \sqrt{\frac{\kappa(T) \cdot R \cdot T}{M}} \quad (2.60)$$

mit

$$Z_0(p, T) = p \frac{\sqrt{M \cdot \kappa(T)}}{\sqrt{R \cdot T}} \quad (2.61)$$

angegeben werden. Es ist anzumerken, dass der Isentropenexponent κ seinerseits eine geringe Temperaturabhängigkeit aufweist, die bei Betrachtung sehr großer Temperaturdifferenzen aber berücksichtigt werden sollte.

Die Kurven in Abbildung 30 zeigen die Temperaturabhängigkeit der Schallkennimpedanz für verschiedene Umgebungsdrücke. Alle Verläufe weisen dabei ein monotones Fallen mit steigender Temperatur auf. Der Umgebungsdruck wirkt sich, wie auch aus Formel (2.61) ersichtlich ist, direkt proportional zur Schallkennimpedanz des Freifelds aus.

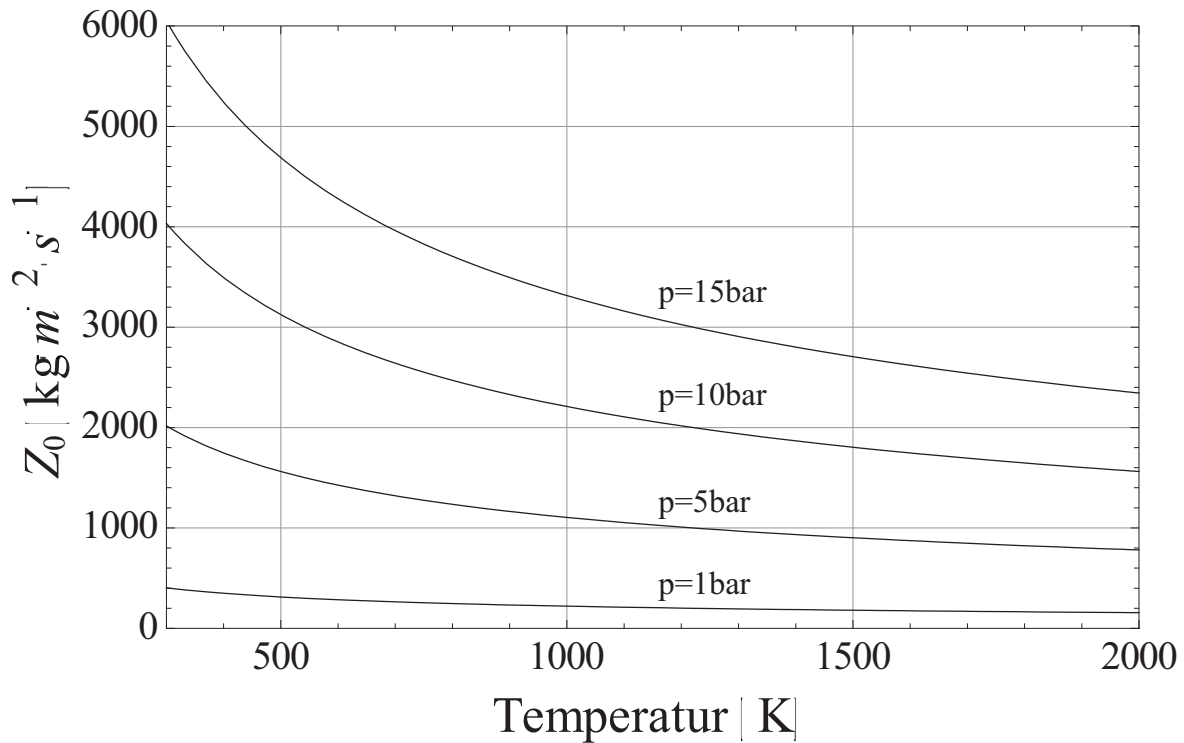


Abbildung 30 Druck- und Temperaturabhängigkeit der Schallkennimpedanz im Freifeld

3.4.2 Wandimpedanz

Zur Beschreibung der Druck- und Temperaturabhängigkeit der Wandimpedanz muss ein Absorbermodell zugrunde gelegt werden, das die physikalischen Wechselwirkungen von Schallübertragungsmedium und Absorberskelett ausreichend beschreibt.

Wird zur Bestimmung der Absorberkennwerte die *Theorie des Homogen Mediums* zugrunde gelegt, reicht im Hinblick auf Gleichung (2.50) und (2.51) zur Beschreibung des Gases die Dichte, die Schallgeschwindigkeit und der Isentropenexponent und zur Beschreibung des Absorbers die Kenntnis von Porosität, Strukturfaktor und längenspezifischem Strömungswiderstand aus. Die Temperatur- und Druckabhängigkeit von Dichte und Schallgeschwindigkeit können in Anlehnung an Gleichung (2.60) bestimmt werden.

Die Absorberparameter Porosität und Strukturfaktor sind Materialeigenschaften des Absorbers und werden durch Temperatur- bzw. Druckänderung nicht beeinflusst. Anders verhält sich jedoch der Strömungswiderstand. Er ist für Strömungen mit kleinen Geschwindigkeiten direkt proportional zur Viskosität des Gases und somit keine reine Materialeigenschaft, sondern eine Kombination aus Material- und Gaseigenschaft. Durch die Einführung der Permeabilität K können der Einfluss der Viskosität η und der Zusammenhang mit dem Strömungswiderstand mit

$$K = \frac{q_v \cdot d \cdot \eta}{\Delta p \cdot A} = \frac{\eta}{\Xi} \quad (2.62)$$

verdeutlicht werden. Die Permeabilität K lässt sich somit direkt aus den Messungen des Strömungswiderstands (Abschnitt 3.2.3) Ξ_0 mit einem Gas der Viskosität η_0

$$K = \frac{\eta_0}{\Xi_0} \quad (2.63)$$

berechnen. Durch Einsetzen von Gleichung (2.63) in (2.62) ergibt sich ein einfacher Zusammenhang zwischen dem gesuchten temperaturabhängigen Strömungswiderstand und den Messwerten bei Raumtemperatur

$$\Xi(T) = \frac{\Xi_0}{\eta_0} \cdot \eta(T). \quad (2.64)$$

Für die Temperaturabhängigkeit ist folglich nur noch der proportionale Anteil der Viskosität verantwortlich und kann mit Hilfe der kinematischen Gastheorie nach [118] mit

$$\eta(T) = \frac{5 \cdot \sqrt{\pi \cdot m \cdot k_B \cdot T}}{16 \cdot \pi \cdot d_{\text{Stoß}}^2} \quad (2.65)$$

angegeben werden. Hier sei m die Molekülmasse, k_B die Boltzmann-Konstante und $d_{\text{Stoß}}$ der Lennard-Jones Stoßdurchmesser. Es ist anzumerken, dass die Druckabhängigkeit der Viskosität nur für sehr dünne oder sehr dichte Gase berücksichtigt werden muss und in dem hier betrachteten Druckbereich ($1\text{bar} < p < 20\text{bar}$) vernachlässigbar ist. Durch Einsetzen von Gleichung (2.65) in (2.64) kann die temperaturabhängige längenspezifische Strömungsresistanz vereinfacht mit

$$\Xi(T) = \frac{\Xi_0}{\eta_0} \cdot \eta(T) = \frac{\Xi_0}{\sqrt{T_0}} \cdot \sqrt{T} \quad (2.66)$$

dargestellt werden.

3.5 Geschichtete Absorber

Besteht eine Absorberanordnung aus mehreren homogenen Absorberschichten und/oder unterliegt das Schallfeld einer Änderung seiner Gaseigenschaften durch den Absorber (bspw. durch einen Temperaturgradienten), kann das Gesamtverhalten des Absorbers mit Hilfe der in Abschnitt 2.2.5 eingeführten Transfermatrizen beschrieben werden. Voraussetzung ist jedoch die Kenntnis der Absorberkennwerte der Einzelelemente. Diese können experimentell (Abschnitt 3.6.3) oder durch Zuhilfenahme einer geeigneten Absorbertheorie (Abschnitt 2.3.4) bestimmt werden.

Das Blockdiagramm aus Abbildung 31 zeigt die Einflussflussgrößen eines geschichteten Absorbers durch Kopplung des Transfermatrixansatzes mit der *Theorie des homogenen Mediums* (Abschnitt 3.3). Dabei werden zunächst für jede einzelne Schicht die Absorberkennwerte aus den Absorberparametern und den Gaseigenschaften bestimmt und in Anlehnung an Gleichung (1.28) die dazugehörige Transfermatrix gebildet. Die Transfermatrix der Gesamtanordnung $\mathbf{T}_{pv,total}$ liefert schließlich die Verknüpfung der Feldgrößen Druck und Schnelle an beiden Seiten der Gesamtanordnung.

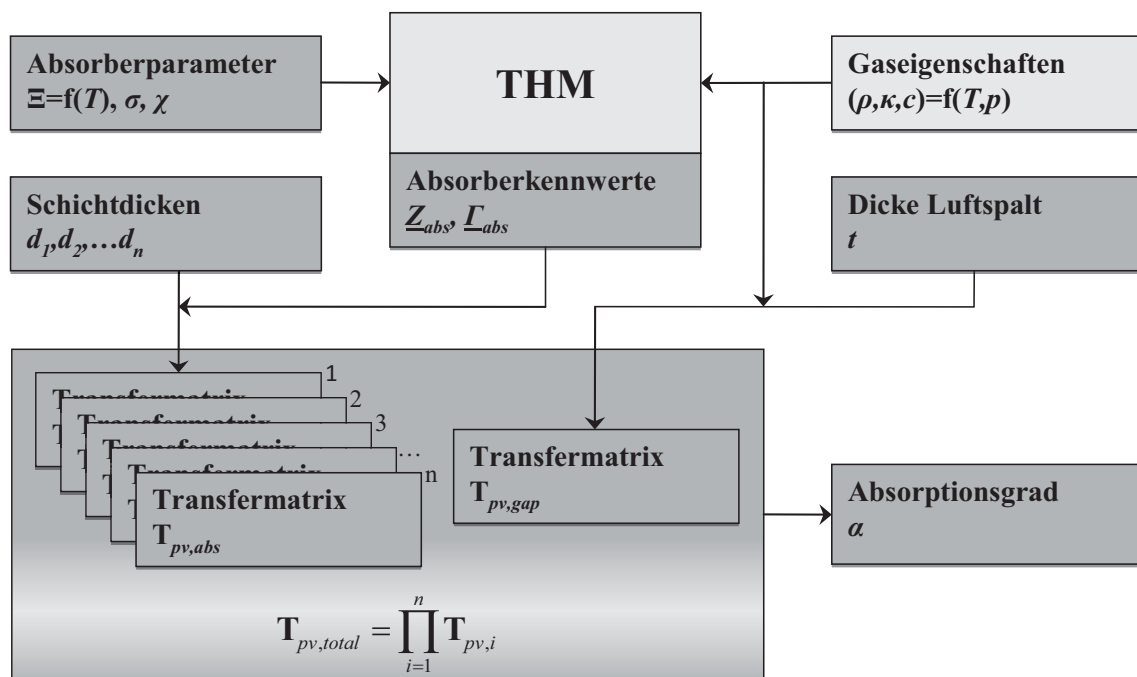


Abbildung 31 Blockdiagramm der Einflussgrößen zur Bestimmung der Schallabsorption geschichteter Absorber

Durch Wahl geeigneter Randbedingungen (siehe Abschnitt 2.2.4) am Absorberende, z.B. die eines schallharten Abschlusses, kann die Eingangsimpedanz mit $\underline{Z}_w = p/v$ und somit der Absorptionsgrad (siehe Abschnitt 2.3.2) bestimmt werden.

Wie oben bereits angedeutet wurde, lässt sich mit diesem Ansatz auch eine Änderung der Gaseigenschaften durch den Absorber beschreiben. Unterliegt eine homogene Absorberschicht einem Temperaturgradient in Schallausbreitungsrichtung kann die kontinuierliche Änderung der Absorberkennwerte durch mehrere Schichten angenähert werden. Diesen Schichten werden dann die diskreten temperaturabhängigen Gaseigenschaften und Absorberparameter (siehe Abschnitt 3.4) zugewiesen. Die durch diese Raumdiskretisierung entstehenden Abweichungen sind Gegenstand von Abschnitt 4.3.6.

3.6 Akustische Charakterisierung

Zur Überprüfung der Absorptionswirkung der keramischen Brennkammerauskleidung wurden sowohl einzelne Probenkörper im Impedanzrohr gemessen, als auch die komplett ausgekleidete Brennkammer mit Hilfe von Transfermatrixmessungen akustisch charakterisiert.

Beide Messtechniken basieren auf Wecheldruckmessungen an einem ebenen Wellenfeld (siehe Abschnitt 2.2.3) in rohrähnlichen Geometrien. Dabei werden jeweils mehrere Mikrofone mit Druckcharakteristik an verschiedenen Stellen eingesetzt. Zur Weiterverarbeitung der Messung wurden die elektrischen Signale verstärkt und digitalisiert. Die verwendete Samplingrate betrug 48kHz bei einer Auflösung von 24bit.

Die für die nachfolgende Datenverarbeitung erforderliche Schallgeschwindigkeit wurde durch Temperaturmessungen vor jeder Messung anhand von Gleichung (1.2) bestimmt.

3.6.1 Kalibrierung der Drucksensoren

Eine Kalibrierung der Drucksensoren bzw. der kompletten Messstrecke ist sowohl für die Absorptionsmessungen im Impedanzrohr als auch für die experimentelle Bestimmung der Transfermatrizen notwendig. Da in beiden Messverfahren jeweils die Übertragungsfunktion zwischen einzelnen Messpositionen und nicht deren Absolutwert gesucht ist, werden die Sensoren lediglich untereinander kalibriert. Die im Folgenden vorgestellte Kalibration korrigiert neben Amplituden- und Phasengang der verwendeten Mikrofone auch den des Vorverstärkers und des Analog-Digitalwandlers. Das Ergebnis der Kalibrierung ist eine frequenzabhängige Kalibrierkurve, die bei den späteren Messungen als Korrekturterm dient.

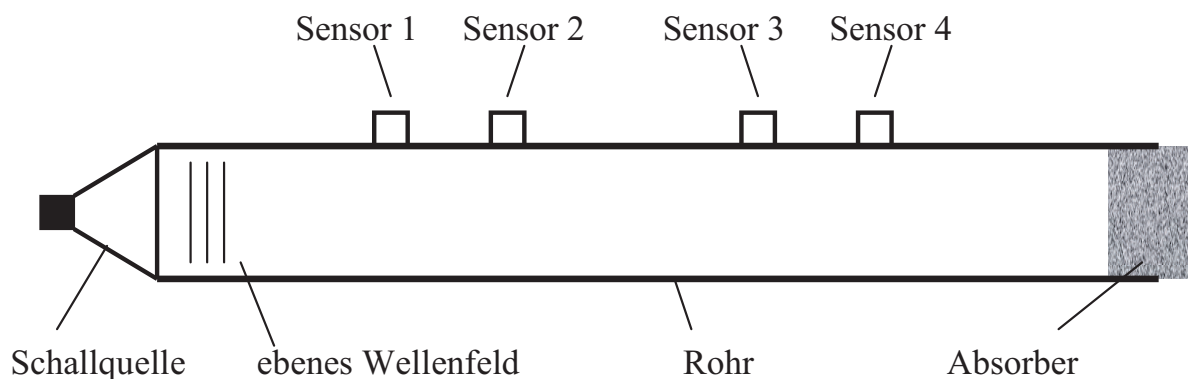


Abbildung 32 Schematischer Versuchsaufbau zur Kalibrierung der Messstrecken der Wecheldrucksensoren

Der Kalibrier Aufbau entspricht im Wesentlichen dem Aufbau, wie er auch für die Impedanzmessung eingesetzt wird. Durch einen Lautsprecher wird in einem Rohr ein ebenes Wellenfeld erzeugt und an verschiedenen Positionen durch Mikrofone gemessen. Um stehende Wellen zu unterdrücken, ist das gegenüberliegende Ende des Rohres mit einem Absorber abgeschlossen. Abbildung 32 zeigt den schematischen Aufbau mit 4 Sensoren, wie es für die Transfermatrixbestimmung nötig ist. Zur Messung der Absorption im Impedanzrohr werden nur 2 Sensoren benötigt. Im Folgenden wird die Kalibration von 2 Messstrecken vorgestellt. Die Kalibration von weiteren Messstrecken geschieht analog dazu, jedoch immer

in Bezug zur selben, vorher festgelegten Referenzmessstrecke.

Zunächst soll die Übertragungsfunktion einer ersten Messung (Index I) H_{12} zwischen den Positionen 1 und 2 betrachtet werden. Sie berechnet sich mit

$$H_{12}^I = \frac{s_2^I}{s_1^I} = \frac{p_2 \cdot H_{Fehler,2}}{p_1 \cdot H_{Fehler,1}} \quad (2.67)$$

aus den fouriertransformierten digitalen Signalen s_1 und s_2 . Die digitalen Signale lassen sich auch als Produkt aus an dem Ort anliegendem Wechseldruck p und fehlerbehafteter Übertragungsfunktion $H_{Fehler,i}$ der jeweiligen Messstrecke auffassen.

In einer zweiten Messung (Index II) werden die Positionen der Sensoren getauscht. Die digitalen Signale lassen sich jetzt mit

$$H_{21}^{II} = \frac{s_2^{II}}{s_1^{II}} = \frac{p_1 \cdot H_{Fehler,2}}{p_2 \cdot H_{Fehler,1}} \quad (2.68)$$

als Produkt der jeweiligen Messstrecke, aber dem Wechseldruck an der vorherigen Stelle beschreiben. Die Kalibrierkurve H_{kalib} lässt sich anschließend durch die mathematische Operation

$$H_{kalib} = \sqrt{H_{12}^I \cdot H_{21}^{II}} = \sqrt{\frac{\cancel{p_2} \cdot \cancel{p_1} \cdot H_{Fehler,2}^2}{\cancel{p_2} \cdot \cancel{p_1} \cdot H_{Fehler,1}^2}} = \frac{H_{Fehler,2}}{H_{Fehler,1}} \quad (2.69)$$

bestimmen und beschreibt nach wechselseitigem Kürzen der Drücke das gesuchte Verhältnis der Messfehler.

Bei anschließenden Messungen H_{mess} , bei der die Sensoren wieder in die Konfiguration von Messung I zu bringen sind, ergibt sich die korrigierte Übertragungsfunktion mit

$$H_{kor} = \frac{H_{mess}}{H_{kalib}}. \quad (2.70)$$

Abbildung 33 zeigt Amplituden- und Phasengang einer typischen Kalibrierung von 4 Messstrecken zur Bestimmung von Transfermatrizen. Dabei ist zu erkennen, dass die Messstrecken insbesondere im tieferen Frequenzbereich größere Abweichungen zueinander haben, die Verläufe ansonsten aber als glatt bezeichnet werden können.

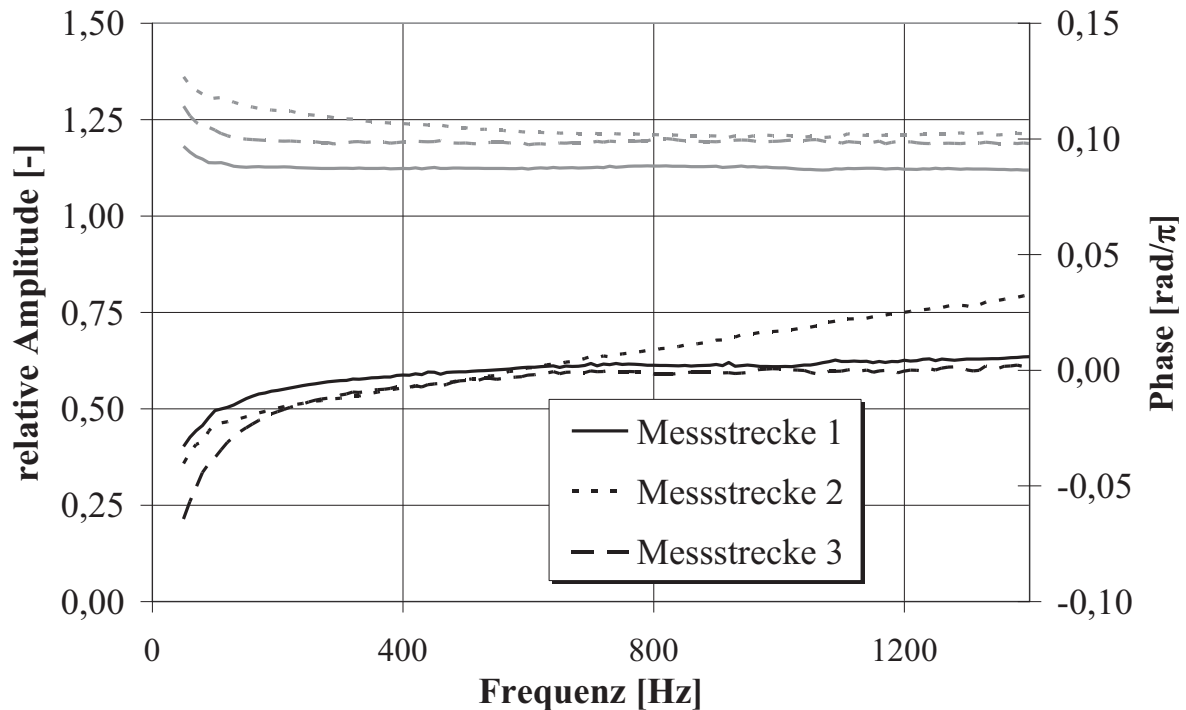


Abbildung 33 Typische Kalibrierung der Messstrecken der Wechseldrucksensoren. Die angegebenen relativen Amplituden (grau) und Phasen (schwarz) der Messstrecke 1-3 sind jeweils auf die Referenzmessstrecke 4 bezogen

3.6.2 Absorptionsmessung im Impedanzrohr

Die Bestimmung des frequenzabhängigen Schallabsorptionsgrads erfolgte in einem Impedanzrohr in Anlehnung an EN ISO 10534-2 [119]. Abbildung 34 zeigt den schematischen Versuchsaufbau des Impedanzrohres. Er besteht aus einer Schallquelle, einem geraden Rohr mit glatter Innenseite, 2 Messstellen für Mikrofone, einem Probenhalter und einem verschiebbaren, schallharten Abschluss. Weiterhin werden ein Frequenzgenerator, ein Audioverstärker, 2 Mikrofonvorverstärker und eine digitale Frequenzanalyseeinheit samt Analog-Digitalwandlern benötigt.

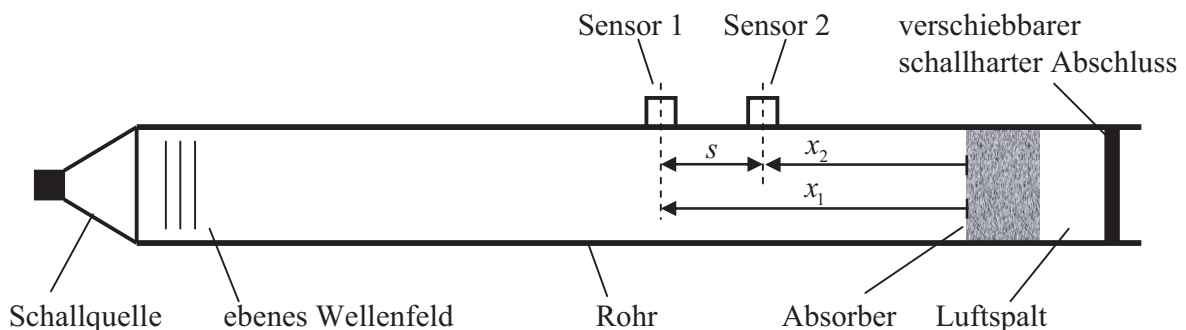


Abbildung 34 Schematischer Versuchsaufbau des Impedanzrohres zur Bestimmung des frequenzabhängigen Schallabsorptionsgrads

Das in dieser Arbeit verwendete Impedanzrohr besteht aus Aluminium, hat eine Gesamtlänge von 2m und einen Innendurchmesser von 130mm bei einer Wandstärke von 10mm. Es nimmt zylindrische Proben (siehe Abbildung 41) mit einem Durchmesser von

130mm auf und eignet sich für Messungen im Frequenzbereich von 50-1400Hz. Oberhalb von 1400Hz bildet sich aufgrund der kleinen Wellenlänge kein ebenes Wellenfeld (siehe Abschnitt 2.2.3) mehr aus. Der Abstand zwischen den Messstellen beträgt 100mm, kann aber um die Genauigkeit der Messungen bei tiefen Frequenzen zu erhöhen oder Messungen mit anderen Gasen als Luft durchzuführen (und somit abweichender Schallgeschwindigkeit) auf 330mm bzw. 900mm erweitert werden. Mit dem Abstand der Mikrofone s ändert sich jedoch auch die obere Grenzfrequenz

$$f_u < \frac{0,45 \cdot c_0}{s} \quad (2.71)$$

Um Messungen von Absorberanordnungen, bestehend aus Absorber und Luftspalt vor einem schallharten Abschluss, durchführen zu können, ist der schallharte Abschluss verschiebbar ausgeführt. Die maximal messbare Dicke der Absorberanordnung beträgt dabei 250mm.

Beim Vorbereiten und Einsetzen der Probe ist unbedingt darauf zu achten, die Probe gegen die Rohrwand gut abzudichten, um ein Mitschwingen der Probe und Messfehler durch Randeffekte auszuschließen. Hierzu untersuchten 2006 *Kino et al.* [120] den Einfluss der Probengröße von Faserabsorbern bei Impedanzrohrmessungen. Insbesondere kann es bei Messungen von Anordnungen, bei denen hinter dem Absorber ein Luftspalt eingestellt ist, zu Resonanzeffekten kommen, die zu einer schmalbandigen Erhöhung des Absorptionsgrads führen würden. Die in dieser Arbeit präsentierten Messungen erfolgten deshalb bei einer Abdichtung der Proben gegenüber der Rohrwand mit Papier und Vaseline.

Das Messprinzip ist dabei folgendes: Durch einen Lautsprecher wird innerhalb des Rohres eine ebene Welle erzeugt. Diese breitet sich nahezu verlustfrei in Richtung des Absorbers aus. Am Absorber wird ein Teil der Schallleistung in den Absorber eindringen und dort teilweise dissipieren. Die transmittierte Schallleistung passiert einen evtl. eingestellten Luftspalt, um dann am schallharten Abschluss vollständig reflektiert zu werden, wobei ein Teil wieder in den Absorber eindringt und ein Teil an der Hinterseite des Absorbers reflektiert wird.

Werden die aus dem Absorber hinauslaufenden Wellen betrachtet, handelt es sich demzufolge bereits um überlagerte Wellen aus direkt an der Absorberoberfläche reflektierten Schallwellen und aus dem Absorber hinauslaufenden Wellen. Diese bilden mit der einfallenden Schallwelle ein überlagertes Wellenfeld im Rohr.

Wie bereits in Abschnitt 2.2.3 dargelegt, lassen sich gegenläufige, ebene, harmonische Wellen mit dem Ausdruck

$$\underline{p}(x,t) = (\underline{A} \cdot e^{-j\vec{k} \cdot \vec{x}} + \underline{B} \cdot e^{j\vec{k} \cdot \vec{x}}) e^{j\omega t} \quad (2.72)$$

beschreiben. Mit der Festlegung des Koordinatenursprungs auf den Absorbereingang nach Abbildung 34, ergibt sich ein Schalldruck an der Position x_1 von

$$\underline{p}_1 = (\underline{p}_e \cdot e^{-j\vec{k}_0 \cdot \vec{x}_1} + \underline{p}_r \cdot e^{j\vec{k}_0 \cdot \vec{x}_1}) e^{j\omega t} \quad (2.73)$$

und analog dazu für Position x_2 von

$$\underline{p}_2 = \left(\underline{p}_e \cdot e^{-j k_0 \cdot x_2} + \underline{p}_r \cdot e^{j k_0 \cdot x_2} \right) e^{j \omega \cdot t}. \quad (2.74)$$

Dabei bezeichnet \underline{p}_e die einfallende und \underline{p}_r die reflektierte komplexe Amplitude. An der Bezugsebene $x=0$ gilt zudem in Anlehnung an Abschnitt 2.3.1

$$\underline{p}_r = r \cdot \underline{p}_e. \quad (2.75)$$

Durch die Bestimmung der Übertragungsfunktion der Drücke \underline{p}_1 und \underline{p}_2 und unter Berücksichtigung von Gleichung (2.75) fallen die zeitabhängigen Terme weg und es ergibt sich

$$\underline{H}_{12} = \frac{\underline{p}_2}{\underline{p}_1} = \frac{\underline{p}_e \cdot e^{-j k_0 \cdot x_2} + r \cdot \underline{p}_e \cdot e^{j k_0 \cdot x_2}}{\underline{p}_e \cdot e^{-j k_0 \cdot x_1} + r \cdot \underline{p}_e \cdot e^{j k_0 \cdot x_1}}. \quad (2.76)$$

Durch Einführung von

$$s = x_1 - x_2, \quad (2.77)$$

dem Abstand zwischen den Wechseldrucksensoren und Umstellung von Gleichung (2.76) ergibt sich mit

$$r = \frac{H_{12} - e^{-k_0 \cdot s}}{e^{k_0 \cdot s} - H_{12}} \cdot e^{2 \cdot j k_0 \cdot x_1} \quad (2.78)$$

ein Zusammenhang zwischen der zu messenden Übertragungsfunktion und dem Reflexionsfaktor. Dieser lässt sich anschließend mit Gleichung (1.36) leicht in den häufig gesuchten Absorptionsgrad überführen.

3.6.3 Experimentelle Transfermatrixbestimmung

Zur experimentellen Bestimmung der Vier-Pol-Parameter der Transfermatrix eines akustischen Elements, wie es in Kapitel 2.2.5 beschrieben ist, kann die „*two-source method*“ [121], die „*two-load method*“ [122] oder die „*two-cavity method*“ [123] verwendet werden. Bei allen Methoden wird das akustische Element zwischen zwei Rohrabschnitten montiert, an dessen einen Ende eine Schallquelle ein ebenes Wellenfeld erzeugt. Dieses Wellenfeld wird mit Wechselschalldrucksensoren erfasst.

Bei der in dieser Arbeit verwendeten „*two-source method*“ (Abbildung 35) wird das zu messende akustische Element zunächst von einer Seite (Index a) beschallt und das Schallfeld an beiden Rohrabschnitten mit jeweils 2 Wechseldrucksensoren gemessen.

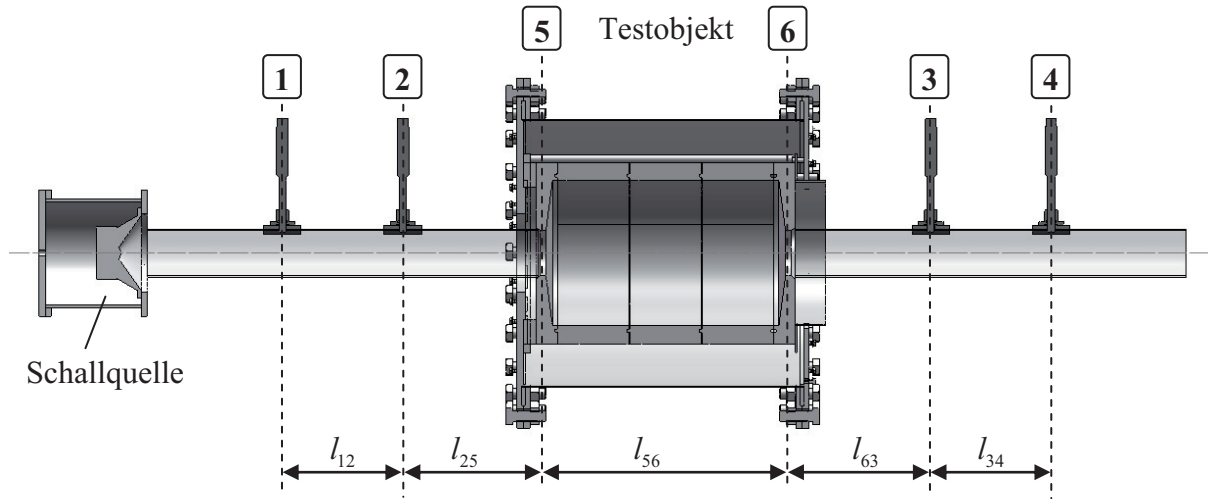


Abbildung 35 Schematischer Versuchsaufbau zur experimentellen Bestimmung von Transfer-Matrizen mit der „two-source method“

Der Versuchsaufbau kann in drei verschiedene Elemente unterteilt werden. Diese Elemente seien die Abschnitte zwischen den Wechseldrucksensoren 1-2, 2-3 und 3-4. Das Element 2-3 kann zudem noch in die Unterelemente 2-5, 5-6 und 6-3 unterteilt werden.

Aus den Wechseldruckmessungen an den oben genannten Positionen werden mit Hilfe einer digitalen Frequenzanalyseeinheit die Übertragungsfunktionen H_{13a} , H_{23a} und H_{34a} (siehe Kapitel 2.2.5) bestimmt. Eine zweite Messung (Index b) wird mit gegenüberliegender Schallquelle durchgeführt.

Die Transfermatrix \mathbf{T}_{ij} eines passiven akustischen Elements zwischen zwei Orten i und j mit den Vier-Pol-Parametern A_{ij} bis D_{ij} lautet allgemein (siehe auch Abschnitt 2.2.5)

$$\begin{bmatrix} p \\ v \end{bmatrix}_j = \mathbf{T}_{ij} \begin{bmatrix} p \\ v \end{bmatrix}_i = \begin{bmatrix} A_{ij} & B_{ij} \\ C_{ij} & D_{ij} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p \\ v \end{bmatrix}_i. \quad (2.79)$$

Durch Aufstellen der Gleichungen für die Elemente 1-2, 2-3 und 3-4 und Auflösen nach den Vier-Pol-Parametern von Element 2-3 ergibt sich

$$A_{23} = \frac{\Delta_{34} (H_{32a} H_{34a} - H_{32b} H_{34a}) + D_{34} (H_{32b} - H_{32a})}{\Delta_{34} (H_{34b} - H_{34a})}, \quad (2.80)$$

$$B_{23} = \frac{B_{34} (H_{32a} - H_{32b})}{\Delta_{34} (H_{34b} - H_{34a})}, \quad (2.81)$$

$$C_{23} = \frac{(H_{31a} - A_{12} \cdot H_{32a}) (\Delta_{34} H_{34b} - D_{34}) - (H_{31b} - A_{12} \cdot H_{32b}) \cdot (\Delta_{34} H_{34a} - D_{34})}{B_{34} \cdot \Delta_{34} \cdot (H_{34b} - H_{34a})} \quad (2.82)$$

und

$$D_{23} = \frac{B_{34}(H_{31a} - H_{31b}) - A_{12}(H_{32b} - H_{32a})}{B_{12} \cdot \Delta_{34}(H_{34b} - H_{34a})}. \quad (2.83)$$

Dabei sind

$$\Delta_{12} = A_{12} \cdot D_{12} - B_{12} \cdot C_{12} \quad \text{und} \quad \Delta_{34} = A_{34} \cdot D_{34} - B_{34} \cdot C_{34} \quad (2.84)$$

jeweils die Determinanten der Matrizen \mathbf{T}_{12} und \mathbf{T}_{34} . Da mit

$$\begin{bmatrix} A_{12} & B_{12} \\ C_{12} & D_{12} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(k_0 \cdot l_{12}) & j \cdot \rho \cdot c \cdot \sin(k_0 \cdot l_{12}) \\ \frac{j}{\rho \cdot c} \cdot \sin(k_0 \cdot l_{12}) & \cos(k_0 \cdot l_{12}) \end{bmatrix} \quad (2.85)$$

und

$$\begin{bmatrix} A_{34} & B_{34} \\ C_{34} & D_{34} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(k_0 \cdot l_{34}) & j \cdot \rho \cdot c \cdot \sin(k_0 \cdot l_{34}) \\ \frac{j}{\rho \cdot c} \cdot \sin(k_0 \cdot l_{34}) & \cos(k_0 \cdot l_{34}) \end{bmatrix} \quad (2.86)$$

die Vier-Pol-Parameter zwischen den Element 1-2 und 3-4 als bekannt angesehen werden können (gerade Rohrabschnitte), bei denen l_{12} und l_{34} jeweils die Abstände zwischen den Mikrofonen darstellen, kann die Transfermatrix des Elements 2-3 durch Messung der 3 Übertragungsfunktionen, jeweils in beiden Konfigurationen bestimmt werden. In [124] zeigt Åbom für die „two-source method“, dass sich der bei Messungen der Übertragungsfunktionen durch Wechsel der Schallquelle für alle endlichen Quell- und Lastimpedanzen tatsächlich zwei unabhängige Prüfzustände ergeben.

Um die gesuchte Transfermatrix \mathbf{T}_{56} des Testobjekts zu erhalten, kann Element 2-3 auch als Matrixprodukt der in ihr enthaltenen Matrizen der Einzelelemente mit

$$\begin{bmatrix} A_{23} & B_{23} \\ C_{23} & D_{23} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{25} & B_{25} \\ C_{25} & D_{25} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_{56} & B_{56} \\ C_{56} & D_{56} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_{63} & B_{63} \\ C_{63} & D_{63} \end{bmatrix} \quad (2.87)$$

aufgefasst werden. Durch einfaches Umstellen der Gleichung ergeben sich mit

$$\begin{bmatrix} A_{56} & B_{56} \\ C_{56} & D_{56} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{25} & B_{25} \\ C_{25} & D_{25} \end{bmatrix}^{-1} \cdot \begin{bmatrix} A_{23} & B_{23} \\ C_{23} & D_{23} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_{63} & B_{63} \\ C_{63} & D_{63} \end{bmatrix}^{-1} \quad (2.88)$$

die gesuchten Matrizeneinträge, wobei die Matrizeneinträge der geraden Rohrabschnitte 2-5 und 6-3 analog zu den Gleichungen (2.85) und (2.86) zu bestimmen sind.

Ein Beispiel für die Matrizeneinträge zeigen die Diagramme in Abbildung 36. Es zeigt den Verlauf für Real- (grau) und Imaginärteil (schwarz) der Messwerte (durchgehende Linien), als auch die Erwartungswerte (gestrichelte Linie) von einem 50mm langen Rohrabschnitt. Die

Verläufe aus daraus resultierendem Reflexions- und Transmissionsfaktor des Rohrabschnitts ist Abbildung 37 zu entnehmen. Insgesamt zeigt sich, dass sich über den kompletten betrachteten Frequenzbereich hohe Übereinstimmungen zwischen den Mess- und Erwartungswerten der Transfermatrizeneinträge und der resultierenden Reflexions- und Transmissionswerte ergeben.

Diese Methode eignet sich ferner zur experimentellen Bestimmung von Absorberkennwerten. Hierzu wird das Testobjekt entfernt und durch einen Probenhalter mit identischem Rohrrinnendurchmesser der Anschlussrohre ersetzt. Vorausgesetzt es handelt sich um einen homogenen Absorber der Dicke d , lassen sich die Matrizeneinträge des Absorbers laut *Tao et al.* [99] mit

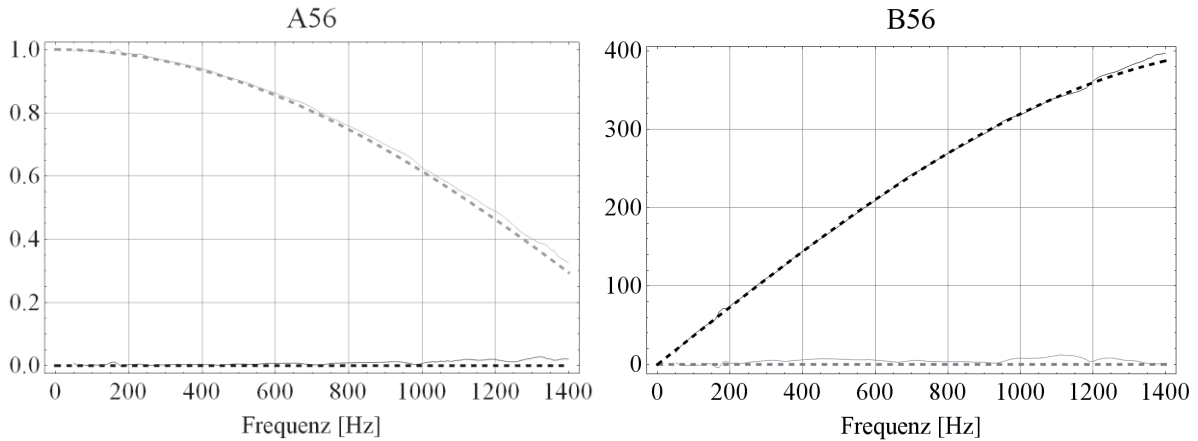
$$\mathbf{T}_{pv,abs} = \begin{bmatrix} A_{56} & B_{56} \\ C_{56} & D_{56} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\Gamma_{abs} \cdot d) & i \cdot \underline{Z}_{abs} \cdot \sin(\Gamma_{abs} \cdot d) \\ i \cdot \sin(\Gamma_{abs} \cdot d / \underline{Z}_{abs}) & \cos(\Gamma_{abs} \cdot d) \end{bmatrix} \quad (2.89)$$

angeben. Somit ergeben sich für den Schallwellenwiderstand

$$\underline{Z}_a = \sqrt{B_{56}/C_{56}} \quad (2.90)$$

und für die Schallausbreitungskonstante

$$\Gamma_a = \frac{1}{d} \cos^{-1}(A_{56}). \quad (2.91)$$



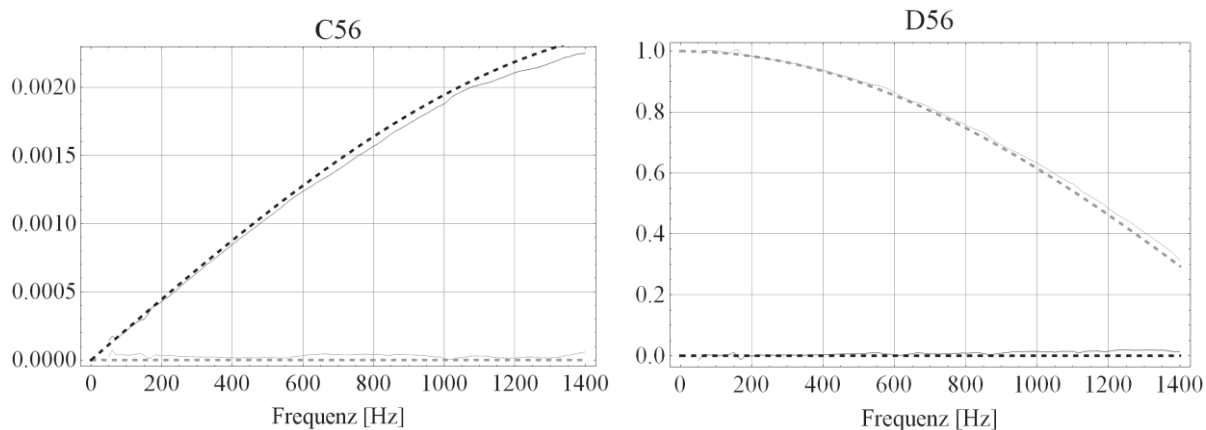


Abbildung 36 Beispiel für Transfermatrizeinträge. Vergleich der Real- (grau) und Imaginärteile (schwarz) von Messwerten (durchgehende Linie) mit theoretischen Werten (gestrichelte Linie) eines 50mm langen Rohres

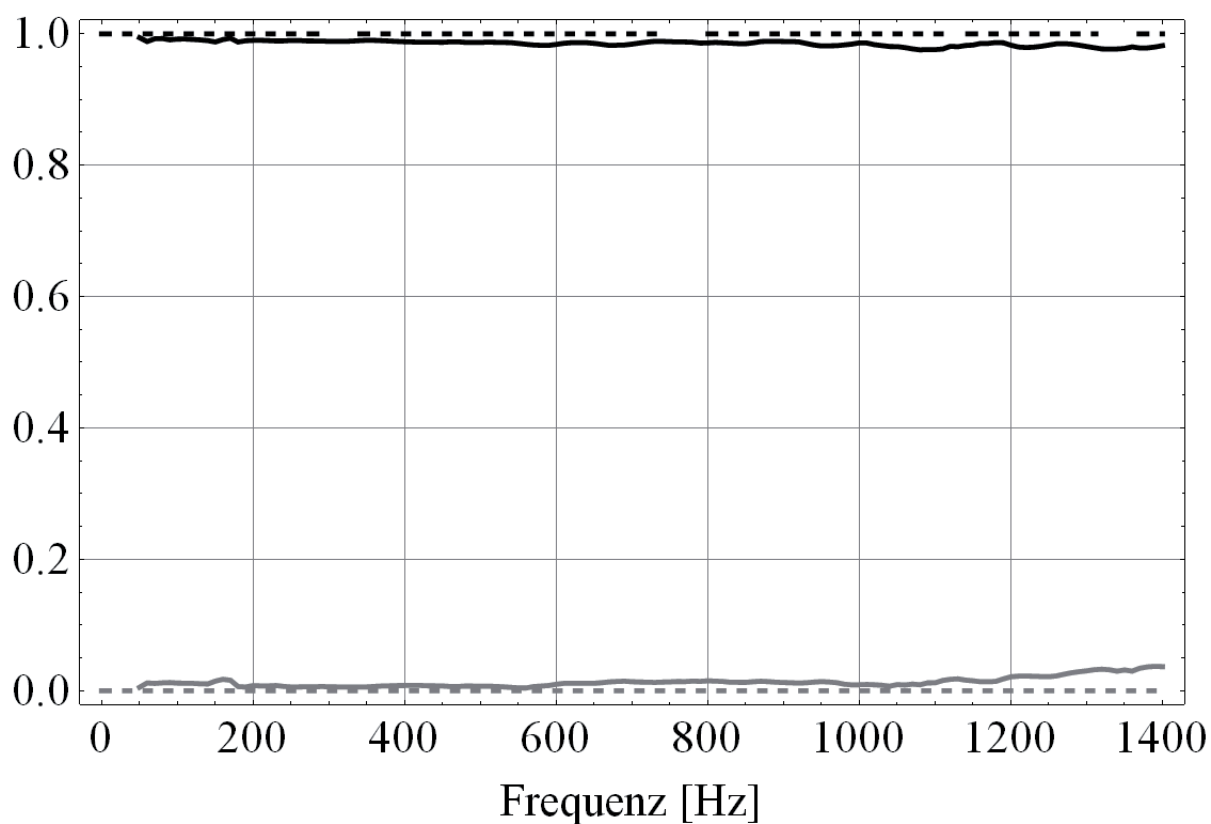


Abbildung 37 Aus den Matrizeneinträgen berechneter Transmissions- (schwarz) und Reflexionsfaktors (grau) eines 50mm glatten Rohres. Messwerte (durchgehende Linien) und theoretische Werte (gestrichelte Linien)

4 Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel sollen die Ergebnisse der Materialentwicklung, insbesondere in Hinblick auf das akustische Dämpfungsverhalten, der Einfluss von Druck und Temperatur auf die Schallabsorption von Porenabsorbern sowie das akustische Verhalten einer mit schallabsorbierenden Keramikkacheln ausgekleideten Brennkammer vorgestellt und diskutiert werden.

4.1 Materialentwicklung

Mit dem Ziel schallabsorbierende poröse Keramikkacheln im Hinblick auf die Dämpfung thermoakustischer Instabilitäten in Verbrennungssystemen zu untersuchen, wurde ein neuartiger Prozess zur Herstellung von porösen Keramiken entwickelt, da bislang kein Porenabsorber verfügbar ist, der den Anforderungen (siehe Abschnitt 1.2) in Gasturbinen genügen würde. Der neuartige Prozess (siehe Abschnitt 3.1) basiert auf der Kombination des Gefriergelieverfahrens mit einem Platzhalterverfahren und erlaubt die endformnahe Herstellung hochporöser (bis 74%) komplexgeformter Bauteile mit großen Abmessungen (siehe Abschnitt 4.4.2). Weiterhin zeichnet sich dieser Prozess durch geringe Sinterschwindungen (<2%) und hohe Grünkörperfestigkeit aus, welche eine mechanische Nachbearbeitungen des Grünlings zulässt.

Die im Folgenden vorgestellten Ergebnisse zeigen den Einfluss des beim Herstellungsverfahren verwendeten Feststoffanteils auf die Porenmorphologie (Abschnitt 4.1.1), die Porosität und den Strömungswiderstand (Abschnitt 4.1.2) sowie den Schallabsorptionsgrad (Abschnitt 4.1.4). Der Feststoffanteil im Schlicker betrug für die untersuchten Proben 42,5vol% („A“), 45vol% („B“) und 50,5vol% („C“).

Die Ergebnisse in diesem Abschnitt sind teilweise auch in [125] veröffentlicht worden.

4.1.1 Porenmorphologie

Zur Untersuchung der Porenmorphologie wurde mit der μ -Computertomografie (μ -CT) ein bildgebendes Verfahren gewählt, welches die Ansicht des Materials in mehreren Schnitten ermöglicht. Untersucht wurden die Proben „A“ und „C“, welche aus den Kernen der zylindrischen Proben (siehe Abbildung 41), wie sie für die Messungen der Strömungsresistanz und des Absorptionsgrads verwendet wurden, herausgetrennt wurden. Dabei wurde jeweils ein 6mm x 6mm x 18mm großer Quader in 1200 Schichten gescannt.

Abbildung 38 zeigt einen gerenderten μ -CT Scan und einen Einzelschnitt des μ -CT Scans der Probe „A“, welche mit einem Feststoffanteil von 42,5vol% im Schlicker hergestellt worden ist. Beim gezeigten Einzelschnitt repräsentieren die hellen Bereiche Festkörper und die dunklen Bereiche Poren. Insgesamt zeigt der Schnitt eine sehr hohe Porosität, mit einem hohen Maß an Verbindungen zwischen den Poren. Dabei können zwei verschiedene Arten von Poren ausgemacht werden, die sich sowohl in ihrer Form als auch in ihrer Herkunft unterscheiden.

Die erste Art Poren, im Folgendem „Typ 1“ genannt, entstammen den Perlitkörnern, welche beim Sinterprozess aufschmelzen. Ihre Form und Größe entspricht somit in etwa dem

des eingesetzten Blähperlits (0,1mm - 4mm). Die geschmolzene Masse der Perlitkörner dringt während der Sinterung in die bereits vorliegenden Poren vom Typ 2 ein.

Die Poren vom „Typ 2“ entstehen während des Gefrierprozesses des Schlickers und haben somit die für den Gefriergeleerprozess typische lamellenartige Form. Diese weisen eine mittlere Breite von 40µm und eine mittlere Länge von 285µm (max. 840µm) auf. Durch ihre hohe Anzahl sorgen sie für viele zusätzliche Verbindungen zwischen den großen Poren von Typ 1.

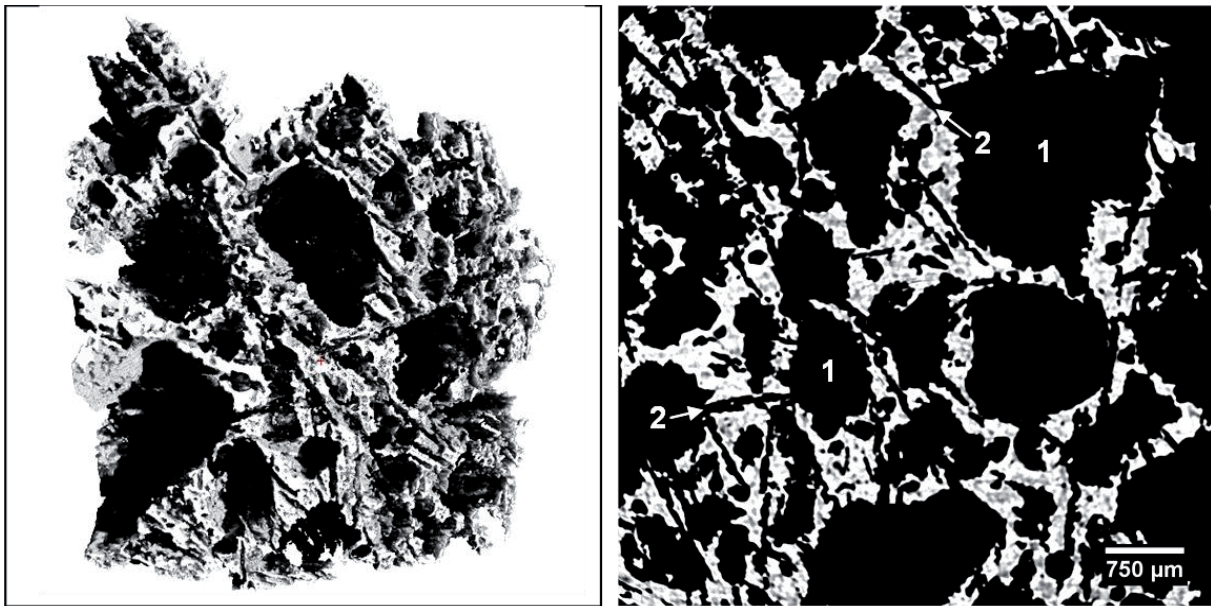


Abbildung 38 Gerendeter μ -CT Scan (links) und Einzelschnitt des μ -CT Scans (rechts) der Probe „A“, 1: Poren des Platzhalterverfahrens (Perlit), 2: Lamellenförmige Poren des Gefriergeleerprozesses

Ohne die schmelzende Perlitphase müsste der Porenanteil in etwa dem Volumenanteil des verwendeten Wassers bei der Schlickerherstellung entsprechen. Die Analyse der Einzelschnitte der μ -CT, bei der ausschließlich lamellenförmige Poren des Typs 2 berücksichtigt wurden, zeigt jedoch lediglich eine Porosität von ungefähr 16%. Dabei ist anzumerken, dass die Zuordnung der Porenherkunft subjektiv aufgrund der Form und Größe erfolgte und daher mit einer hohen Messunsicherheit von ca. ± 5 Prozentpunkten zu rechnen ist. Im Vergleich zu der erwarteten Porosität der Poren von Typ 2 von ca. 57,5% (bei Nichtberücksichtigung der Poren von Typ 1) ergibt sich somit eine sehr hohe Abweichung. Dies deutet darauf hin, dass ein großer Anteil der Poren von Typ 2 durch schmelzendes Perlit während des Sintervorgangs verstopft wird.

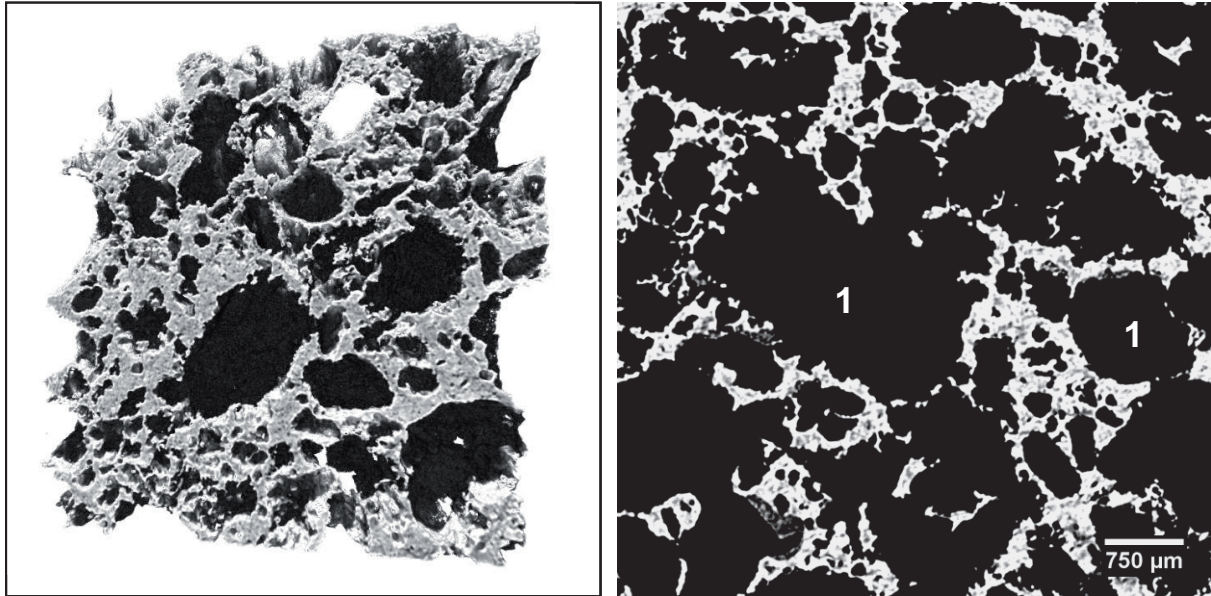


Abbildung 39 Gerendeter μ -CT Scan (links) und Einzelschnitt des μ -CT Scans (rechts) der Probe „C“, 1: Poren des Platzhalterverfahrens (Perlit), lamellenförmige Poren des Gefriergeleierverfahrens fehlen

Im Gegensatz zu Probe „A“ zeigt der Scan von Probe „C“ in Abbildung 39 lediglich Poren vom Typ 1. Lamellenartige Poren vom Typ 2 konnten nicht entdeckt werden. Dies ist auf die Erhöhung des verwendeten Feststoffanteils auf 50,5% und die damit einhergehende Verminderung der Poren von Typ 2 im Grünkörper zurückzuführen. Es wird vermutet, dass durch den Sinterprozess das Volumen der Poren von Typ 2 dann vollständig durch schmelzendes Perlit gefüllt wird.

Die untersuchten Proben zeichnen sich in erster Linie durch ihre hohe Porosität und eine weite Porengrößenverteilung aus. Dabei weisen die Porenstrukturen ein hohes Maß an Verbindungen zwischen den Poren auf und können daher als offenporig bezeichnet werden. Der Anteil der Verbindungen zwischen den Poren lässt sich offenbar mit dem bei der Herstellung der Schlicker eingesetzten Feststoffanteil stark beeinflussen. Die im Folgenden vorgestellten Messwerte des Strömungswiderstands, welche als Maß für die Verbindung zwischen den Poren angesehen werden kann, bestätigen diese Beobachtungen.

4.1.2 Porosität und Strömungswiderstand

Die integralen Strukturparameter offene Porosität und längenspezifischer Strömungswiderstand (Strömungsresistanz) haben großen Einfluss auf das Wechselwirkungsverhalten eines durchströmten porösen Körpers. So ist auch das Absorptionsverhalten von Porenabsorbern (siehe Abschnitt 2.3.3) maßgeblich durch diese Größen bestimmt. Ist beispielsweise der Strömungswiderstand zu hoch, wird ein großer Teil der Schallleistung bereits an der Oberfläche reflektiert und dringt nicht in den Absorber ein und kann demzufolge auch nicht im Absorber dissipiert werden. Mit abnehmendem Strömungswiderstand dringt ein immer größer werdender Anteil der Schallleistung in den Absorber ein. Es nehmen jedoch auch die Verluste durch viskose Reibung innerhalb des Absorbers und somit auch die Schallabsorption ab.

Porosität und Strömungswiderstand sind in der Regel nicht unabhängig voneinander. So ist oft zu beobachten, dass eine Erhöhung der Porosität mit einer Verringerung des

Strömungswiderstands einhergeht und umgekehrt. Daher wurden beide Größen laufend während der Materialentwicklung experimentell überprüft. Zu ihrer Bestimmung kamen das Wassereindringverfahren (Abschnitt 3.2.2) und das Luftgleichstromverfahren (Abschnitt 3.2.3) zur Anwendung.

Die präsentierten Messwerte in Abbildung 40 entstammen Messungen an Probekörpern, die durch den in Abschnitt 3.1.2 beschriebenen Prozess hergestellt worden sind. Die untersuchten Proben unterscheiden sich lediglich in ihrem volumenbezogenen Feststoffanteil bei der Herstellung der Schlicker.

Wie Abbildung 40 zu entnehmen ist, sinkt die offene Porosität mit zunehmendem Feststoffanteil im Schlicker von ca. 74vol% stetig auf 67vol%, während die Strömungsresistenz von 63kPa·s/m² bei einem Feststoffanteil von 42,5vol% auf 959kPa·s/m² bei einem Feststoffanteil von 50,5vol% stark ansteigt. Für die Proben „A“, „B“ und „C“ werden in Abschnitt 4.1.4 die Ergebnisse der experimentellen Bestimmung und in Abschnitt 4.2.1 die simulierten Werte des Schallabsorptionsgrads vorgestellt, bei der die in Abbildung 40 gezeigten Werte als Eingangsgrößen verwendet wurden.

Die präsentierten Porositätswerte zeigen den Mittelwert von Messungen an mindestens 3 Probekörpern. Die mittleren absoluten Abweichungen der Porosität zwischen den Einzelmessungen betrugen weniger als 0,7 Prozentpunkte bei maximalen Abweichungen von ± 2 Prozentpunkten. Dies zeigt zum Einen, dass die Messungen stabil und reproduzierbar sind und zum Anderen, dass die Abweichungen der Porosität zwischen den Proben gleichen Typs sehr gering sind.

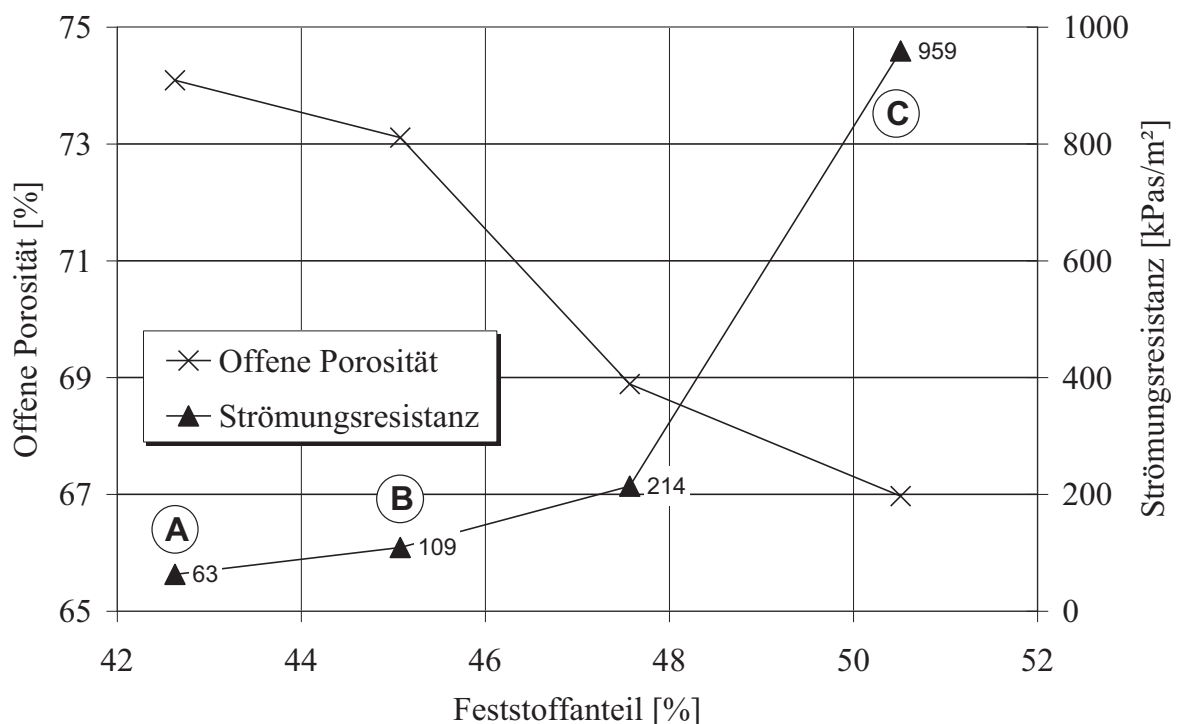


Abbildung 40 Einfluss des Feststoffanteils im Schlicker auf die offene Porosität und die Strömungsresistenz

Der leichte Abfall der offenen Porosität mit zunehmendem Feststoffanteil ist mit der Verminderung der lamellenförmigen Poren (Typ 2, siehe 4.1.1) durch den Gefriergeleerprozess zu erklären, da weniger Wasser zur Porenbildung durch Kristallisation zur Verfügung stand.

Der Verlauf der Strömungsresistenz ist nicht nur mit der abnehmenden Porosität für höhere Feststoffanteile zu erklären, sondern vor allem auch mit der Art und Weise der Verbindungen der Poren. Wie Abbildung 38 aus Abschnitt 4.1.1 zu entnehmen ist, sind die Poren, die dem Platzhalterverfahren zu Grunde liegen (Typ 1) stark durch die lamellenförmigen Poren des Gefriergeliervfahrens (Typ 2) verbunden. Trotz des Aufschmelzens und Eindringens des Perlits in die Matrix und Poren vom Typ 2 während des Sinterprozesses, besteht bei einem Feststoffanteil von 42,5vol% eine hohe Verbindung der Poren von Typ 1 durch Poren von Typ 2.

Durch Erhöhung des Feststoffanteils im Schlicker auf über 47,5vol% nimmt jedoch die Strömungsresistenz sehr stark zu. Dies deutet darauf hin, dass oberhalb von 47,5vol% die Kapazität von Matrix und Poren von Typ 2 zur Aufnahme des geschmolzenen Perlits erschöpft ist und somit die Verbindungen der Poren durch Verstopfung stark eingeschränkt werden. Dies bestätigt auch der Querschnitt der μ -CT in Abbildung 39 für eine Probe mit 50,5vol% Feststoffanteil im Schlicker. Hier sind praktisch keine Poren vom Typ 2 mehr zu erkennen. Bemerkenswert ist, dass der starke Anstieg der Strömungsresistenz mit einem Faktor von ca. 5 erfolgt, obgleich nur eine geringe Verminderung der offenen Porosität von 69% auf 67% zu verzeichnen ist. Dies deutet darauf hin, dass die Strömungsresistenz sehr sensibel auf die Verstopfung der lamellenförmigen Poren reagiert.

Die Strömungsresistenz von Probe „A“ liegt mit einem Wert von 63kPas/m² in der Größenordnung eines dichten Filzes. Wie in Abschnitt 4.1.4 noch gezeigt wird, eignet sich Probe „A“ somit bei Standardbedingungen für die Geometrie der betrachteten Absorberanordnung sehr gut zur Absorption bereits bei tiefen Frequenzen.

4.1.3 Homogenität und Isotropie

Die Untersuchung der Homogenität und Isotropie wurde Anhand von CT Scans, μ -CT Scans, Messungen der Porosität mehrerer Proben, Messung der Einfriergeschwindigkeit bei der Materialherstellung sowie Absorptionsmessungen im Impedanzrohr durchgeführt. Es soll dabei überprüft werden, ob während des Herstellungsprozesses die Perlitkörner im Schlicker auftreiben. Dies würde zu einer unregelmäßigen Porenverteilung führen würde. Zusätzlich soll überprüft werden, ob die Poren (vom Typ 2), welche dem Gefriergeliervfahren entstammen, gleichmäßig verteilt, ohne Vorzugsrichtung und ohne maßgebliche Größenabhängigkeit in Abhängigkeit des Abstands vom Probenrand vorliegen, um akustische Homogenität und Isotropie zu gewährleisten.

Abbildung 41 zeigt den virtuellen Anschnitt eines gerenderten Probekörpers, wie er zur Bestimmung von Strömungswiderstand und Schallabsorptionsgrad verwendet wurde. Bedingt durch die Auflösung sind hier nur Poren, die dem Platzhalterverfahren entstammen, zu erkennen. Bei der Untersuchung sämtlicher Schnitte konnte keine Inhomogenität der Porenstruktur beobachtet werden. Daraus kann geschlussfolgert werden, dass die Perlitkörner für die betrachteten Zeiträume (wenige Minuten) nicht oder nur unwesentlich auftreiben und somit von einer regelmäßigen Porenverteilung des Typs 1 ausgegangen werden kann.

Die im Abschnitt 3.2.2 bereits vorgestellten Porositätsmessungen, die an unterschiedlichen Stellen von Probekörpern mit dem Wassereindringverfahren (vergl. Abschnitt 3.2.2) durchgeführt worden sind, bestätigen ebenfalls eine homogene Porositätsverteilung.

Weitere Untersuchungen wurden anhand der μ -CT Aufnahmen, wie sie bereits in Abschnitt 4.1.1 gezeigt worden sind, durchgeführt. Die Bildauswertung der Einzelschnitte der μ -CT aus Abbildung 38 ergab, dass keine Vorzugsrichtung, der dem Gefriergeleierungsprozess zu Grunde liegenden Poren auszumachen ist. Ferner wurde beobachtet, dass sowohl die mittlere Breite, als auch die Länge der Poren unabhängig vom Abstand zum Probenrand sind. Üblicherweise bilden sich die Poren beim Gefriergeleierungsverfahren senkrecht zur Einfrierfront aus. Es wird vermutet, dass durch die hohen thermischen Isolationseigenschaften von Blähperlit die Wärmeübertragung lokal stark behindert wird und sich somit viele kleine Einfrierfronten um die Körner herum ausbilden.

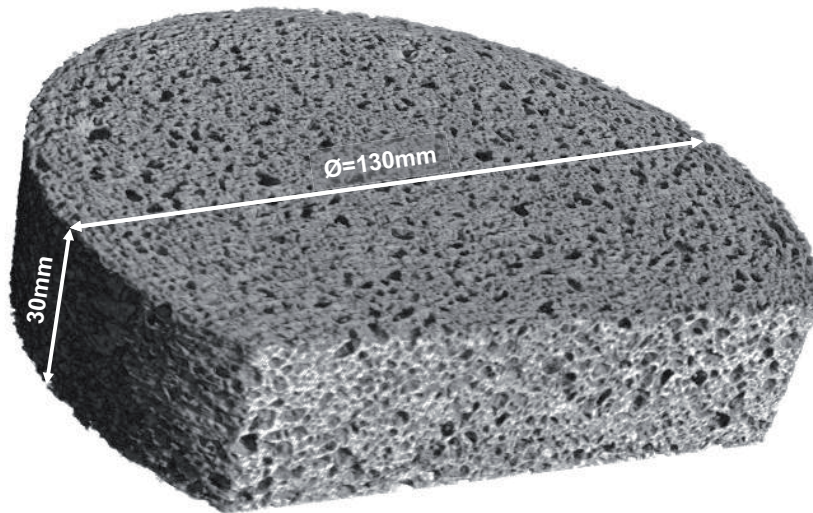


Abbildung 41 CT Scan eines Probekörpers, wie er zur Bestimmung von Strömungswiderstand und Schallabsorptionsgrad verwendet wurde

Da die Einfriergeschwindigkeit beim Gefriergeleierungsverfahren einen großen Einfluss auf die sich ausbildende Porengröße ausüben kann (siehe Abschnitt 2.4), wurde diese beim Abkühlprozess an verschiedenen Stellen in einer Probe untersucht. Hierzu wurde eine Probe an verschiedenen Positionen mit Thermoelementen präpariert. Die so aufgezeichneten Temperaturverläufe zeigt Abbildung 42. Position 1 zeigt den Verlauf außerhalb der Probe, während Position 2 diesen am Rand der Probe (Abstand zum Probenrand: 2mm) und Position 3 diesen in der Mitte der Probe (Abstand zum Probenrand: 16mm) anzeigt.

Die gemessene Abkühlgeschwindigkeit der Probe bis zum Einsetzen der Kristallisation beträgt etwa 0,4K/min im Randbereich der Probe ebenso wie in der Probenmitte. Die Kristallisation tritt nach etwa 70 Minuten bei einer Temperatur von $-1,3^{\circ}\text{C}$ ein. Durch die beim Kristallisationsprozess freiwerdende Kristallisationswärme kühlt die Probe bis zur vollständigen Kristallisation (Dauer ca. 60 Minuten) nicht weiter ab, sondern bleibt konstant. Nach Abschluss der Kristallisation nimmt die Temperatur weiterhin konstant mit 0,35K/min ab.

Aufgrund der nahezu identischen Temperaturverläufe im Randbereich und der Mitte der Probe ist davon auszugehen, dass keine maßgebliche Abweichung der Porengröße der sich ausbildenden Poren zu erwarten ist. Dies bestätigt somit die durch die μ -CT gewonnene Erkenntnis der homogenen Porengrößenverteilung.

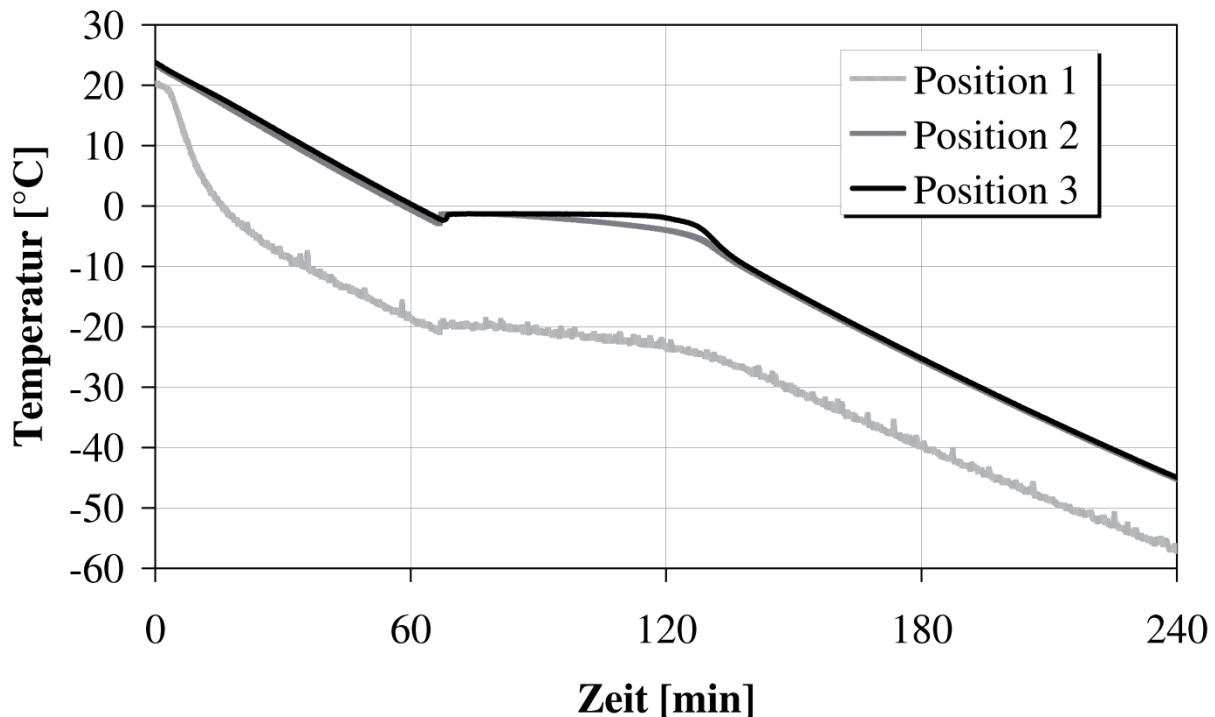


Abbildung 42 Temperaturverlaufsmessung der Probe beim Einfrierprozess (Position 1: außerhalb der Probe, Position 2: 2mm tief in Probe, Position 3: 16mm tief in der Probe)

Ferner wurden zur Überprüfung der Homogenität Schallabsorptionsmessungen im Impedanzrohr (siehe Abschnitt 3.6.2) durchgeführt. Hierzu wurden jeweils 2 Messungen derselben Probe gemacht, wobei die zweite Messung bei umgedrehter Probe erfolgte. Dabei konnte kein nennenswerter Einfluss der Beschallungsrichtung auf die Schallabsorption nachgewiesen werden.

Zusammenfassend bleibt festzuhalten, dass die Homogenität der Porenstruktur für die betrachtete Anwendung als ausreichend anzusehen ist.

4.1.4 Schallabsorption bei Standardbedingungen

Zur Beurteilung der Dämpfungseigenschaften der porösen Keramiken wurden Messungen des Absorptionsgrads im Impedanzrohr (siehe Abschnitt 3.6.2) durchgeführt. Dazu wurde eine Absorberanordnung gewählt, wie sie der Lage der Keramikacheln in der betrachteten Laborbrennkammer (siehe Abschnitt 4.4.1) entspricht. Diese besteht aus einer 30mm starken Absorberschicht gefolgt von einem 50mm breiten Luftspalt vor einem schallharten Abschluss.

Abbildung 43 zeigt die Ergebnisse der Absorptionsmessung der Proben „A“, „B“ und „C“, die sich im Herstellungsprozess durch den Feststoffanteil im Schlicker unterscheiden. Sie weisen einen für Porenabsorber charakteristischen Verlauf auf. Im Vergleich dazu ist Probe „D“ eine kommerzielle Hitzeschutzkeramikkachel, die mit Absorptionsgraden kleiner als 7% nahezu als schallhart zu bezeichnen ist. Diese wurden jedoch bislang auch nicht im Hinblick auf hohe Schallabsorptionseigenschaften entwickelt.

Die höchsten Absorptionswerte wurden für Probe „A“ gemessen, welche die geringste Strömungsresistenz der betrachteten Proben hatte. Mit einem Absorptionsgrad von über 0,6 zwischen 250Hz und 600Hz liegt diese Probe, im Hinblick auf die „*Theorie homogener Medien*“, sehr nahe am theoretischen Maximum (siehe Abschnitt 4.3.4) für diese Konfiguration. Mit zunehmender Strömungsresistenz (siehe Abbildung 40) ist ein Abfall der Kurven für Probe „B“ und „C“ zu verzeichnen.

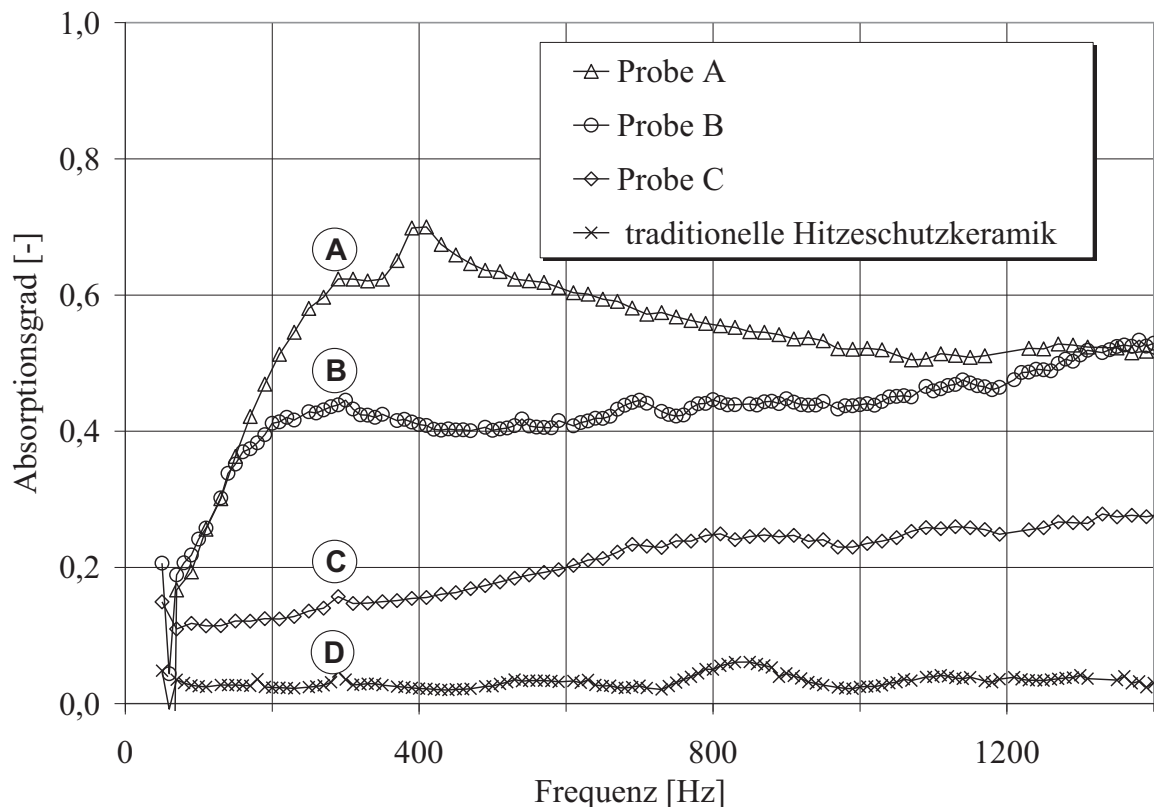


Abbildung 43 Messung des Schallabsorptionsspektrums verschiedener Proben mit einer Dicke von 30mm und einem 50mm breitem Luftspalt vor einem schallharten Abschluss bei Raumtemperatur und Standarddruck

Mit dem neuartigen Herstellungsprozess können demnach Porenabsorber mit sehr guten Schallabsorptionseigenschaften hergestellt werden. Dabei reagiert die Strömungsresistenz und in Folge dessen auch die Schallabsorption sehr empfindlich auf den bei der Schlickerherstellung eingesetzten Feststoffanteil.

4.1.5 Temperaturbeständigkeit

Zur Bestimmung der Temperaturbeständigkeit des Materials wurde in Zusammenarbeit mit dem *Bremer Institut für Strukturmechanik und Produktionsanlagen (BIME)* und dem *Advanced Ceramics Institute* der Universität Bremen Versuche zur Bestimmung der Druckfestigkeit bei hohen Temperaturen durchgeführt.

Die Versuche zur Bestimmung der Druckfestigkeit erfolgten von *Mohammadi* [126] an einer elektromechanischen Spindelprüfmaschine (*Zwick GmbH*), in der die Probe induktiv auf bis zu 1200°C aufgeheizt werden kann. Dabei waren sämtliche getestete Proben vom Typ „B“ und wurden im Grünkörperzustand mit Hilfe einer Drehmaschine in eine zylindrische Form mit einem Durchmesser von 20mm und einer Höhe von 25mm gebracht und anschließend

gesintert.

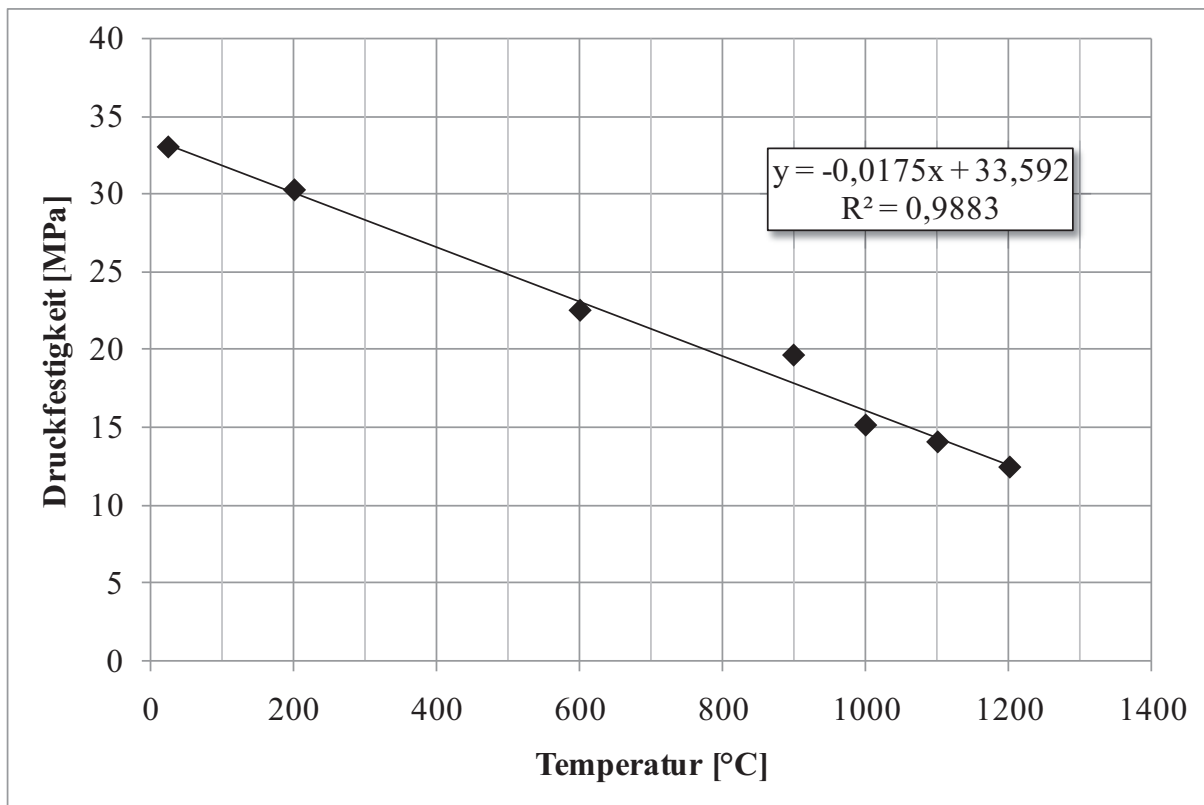


Abbildung 44 Mittlere Druckfestigkeit für verschiedene Temperaturen der Proben vom Typ „B“, Daten von Mohammadi [126]

Abbildung 44 zeigt die Mittelwerte der Druckfestigkeit aus jeweils 3 bis 5 Versuchen für verschiedene Temperaturen zwischen Raumtemperatur und 1200°C. Die mittlere Druckfestigkeit bei Raumtemperatur beträgt 33MPa und fällt mit steigender Temperatur beständig auf 12MPa bei 1200°C ab.

Die beobachtete Erweichung des Materials mit zunehmender Temperatur weist auf einen gewissen Anteil Glasphase in der Zusammensetzung der Keramik hin. Keramiken, die ausschließlich auf Mullit und Alumina basieren, zeigen lediglich geringe Änderungen der Druckfestigkeit mit zunehmender Temperatur, wie beispielsweise die Untersuchungen von *Latella et. al* [127] an porösen auf Mullit und Alumina basierenden Keramiken zeigen. Die dem Blähperlith entstammende Glasphase wird demzufolge nicht vollständig während des Sinterprozesses (mit Alumina) in Mullit umgewandelt und führt somit zu einer Erweichung des Materials mit steigender Temperatur.

Solange keine Versuche zur Bestimmung der Druckfestigkeit bei höheren Temperaturen durchgeführt worden sind, kann, trotz der abnehmenden Festigkeit die obere Grenze der Einsatztemperatur mit 1200°C angegeben werden.

4.2 Simulation der Schallabsorption

Die Simulation der Schallabsorption dient in dieser Arbeit vor allem der Übertragung der bei Raumtemperatur gemessenen Absorptionswerte auf maschinennahe Bedingungen (siehe Abschnitt 4.3). Dazu wird in diesem Abschnitt die Methode anhand kommerzieller und selbst hergestellter Porenabsorber validiert und auf ihre Empfindlichkeit bezüglich des Strukturfaktors untersucht.

4.2.1 Vergleich von gemessener und simulierter Schallabsorption

Abbildung 45 zeigt das gemessene und simulierte Schallabsorptionsspektrum zweier Faserabsorber in unterschiedlichen Anordnungen. Die Messungen des Absorptionsgrads erfolgte dabei in einem Impedanzrohr (siehe Abschnitt 3.6.2), während die simulierten Werte mit Hilfe der „*Theorie des homogenen Mediums*“ (siehe Abschnitt 3.3) berechnet wurden.

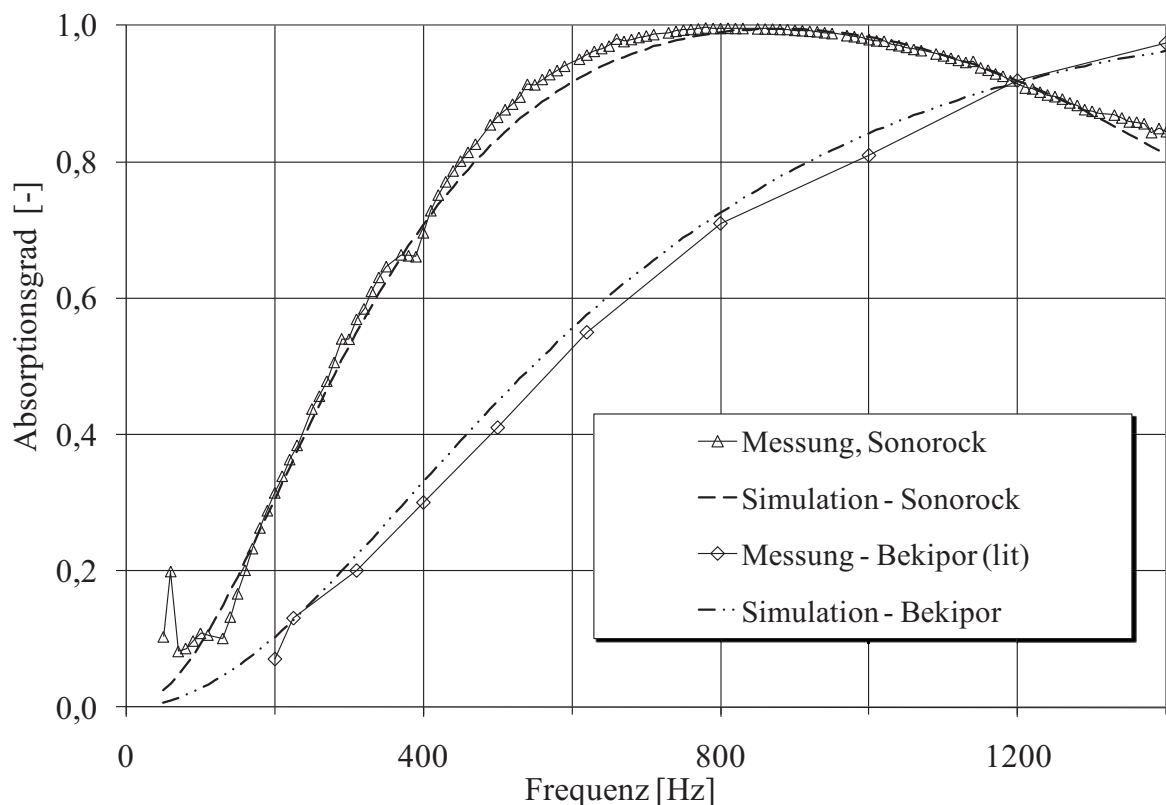


Abbildung 45 Vergleich gemessener und simulierter Schallabsorptionsspektren verschiedener Absorber

Untersucht wurde mit „Sonorock“ ein klassischer Porenabsorber aus kunstharzgebundener Steinwolle und mit „Bekipor“ eine Absorberanordnung aus Metallfasern bestehend aus drei unterschiedlichen Schichten. Die Eingangsparameter für die Simulation sowie die Abmessungen der Absorberanordnungen sind in Tabelle 2 zusammengefasst. Das simulierte Absorptionsspektrum der geschichteten Absorberanordnung aus „Bekipor“ wurde mit Hilfe des Transfermatrixansatzes aus Abschnitt 3.5 berechnet, während die Messwerte der Arbeit von Albracht [52] entnommen worden sind.

Abbildung 46 zeigt die bereits in Abschnitt 4.1.4 vorgestellten Messungen der Proben „A“, „B“ und „C“ im Impedanzrohr zusammen mit den Simulationsergebnissen. Die

Eingangsparameter für die Simulation sind Tabelle 2 zu entnehmen. Dabei wurden für die Porosität und die Strömungsresistenz die experimentell bestimmten Werte aus Abschnitt 4.1.2 und für den Strukturfaktor jene aus Abschnitt 4.2.3 verwendet.

Absorber	Hersteller	Material	Abmessungen [mm]		Längenspez. Strömungs- widerstand Ξ [kPas/m ²]	Porosität σ [-]	Struktur- faktor χ [-]
			Absorber	Spalt			
<i>Sonorock</i>	<i>ROCK- WOOL</i> [128]	Kunstharz- gebundene Steinwolle	40	60	5	0,95	1,4
<i>Bekipor WB 22/300</i>	<i>BEKAERT</i> [52]	Metallfasern, non-woven	15/20/15	0	21,2/6,7/21,2	0,98/ 0,96/ 0,98	1,3/1,3/1,3
Probe A	<i>ZARM, Ceramic Institute</i> [125]	Poröse Oxidkeramik	30	50	63	0,74	6
Probe B			30	50	110	0,73	7
Probe C			30	50	959	0,69	7

Tabelle 2 Material, Abmessungen und Absorberparameter der untersuchten Absorberanordnungen

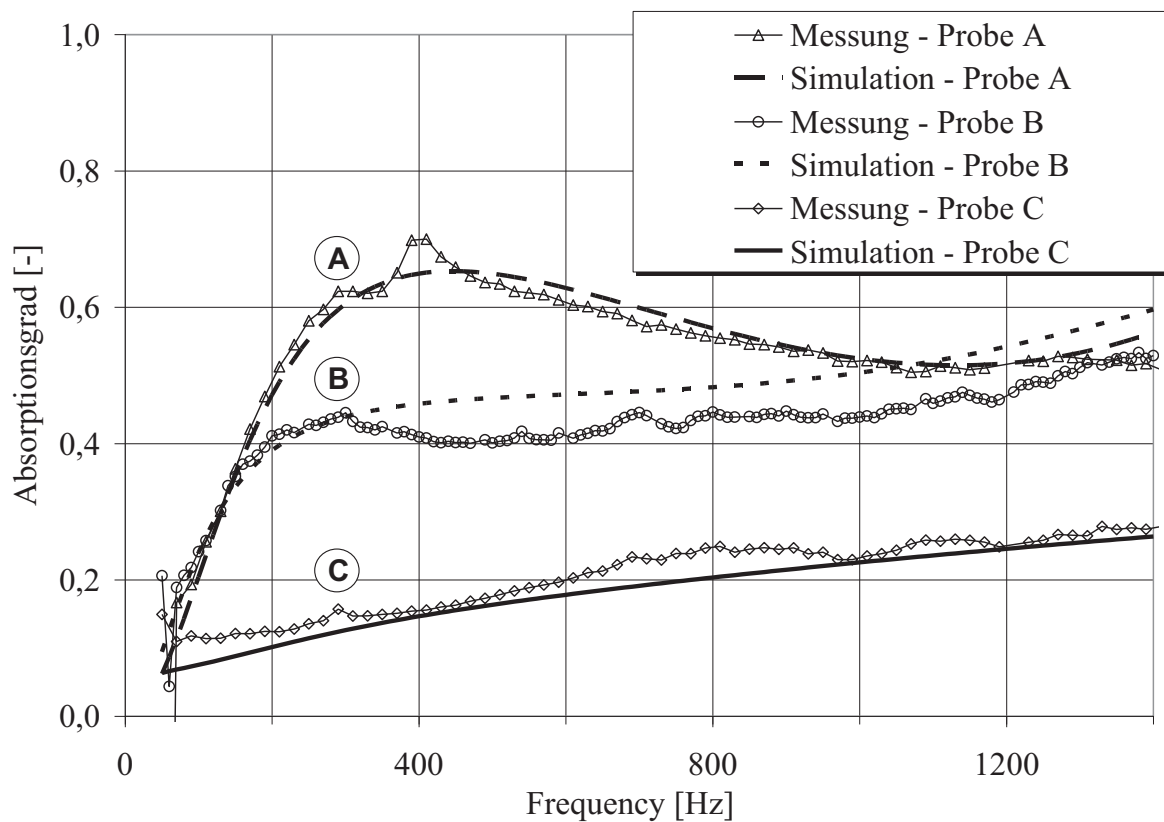


Abbildung 46 Messung und Modellierung des Schallabsorptionsspektrums verschiedener Proben mit einer Dicke von 30mm und einem 50mm breitem Luftspalt vor einem schallharten Abschluss bei Raumtemperatur und Standarddruck

Die Absorptionsgrade der untersuchten Proben, sowohl in Abbildung 45 als auch in Abbildung 46 weisen alle den typischen Verlauf von Porenabsorbern auf. Dabei liegen die gemessenen und simulierten Kurven jeweils dicht beieinander. Im Bereich sehr niedriger Frequenzen ($f \leq 60\text{Hz}$) bestehen jedoch größere Abweichungen aufgrund abnehmender Genauigkeit der Messung im Impedanzrohr. Dieser Bereich wird bei den im Folgenden angegebenen mittleren absoluten Abweichungen zwischen Messung und Simulation nicht berücksichtigt.

Für die betrachteten Anordnungen ergibt sich somit eine mittlere absolute Abweichung von 3,5% für *Sonorock*, von 7,8% für *Bekipor* (jeweils Abbildung 45) und von 5,8% für die poröse Keramik „A“ (Abbildung 46). Folglich liefert die „*Theorie des homogenen Mediums*“ nicht nur für klassische Porenabsorber, sondern auch für die betrachteten Absorber aus Metallfasern oder porösen Keramiken für technische Anwendungen eine hinreichend genaue Beschreibung des Absorptionsverhaltens.

4.2.2 Empfindlichkeit der THM auf den Strukturfaktor

In diesem Abschnitt soll der Einfluss des Strukturfaktors (siehe auch Abschnitt 3.3.5) auf die Absorptionsergebnisse der *Theorie des homogenen Mediums* anhand eines Beispiels diskutiert werden. Aufgrund der vorliegenden Porenstrukturen (siehe Abschnitt 4.1.1) des in dieser Arbeit vorgestellten neuartigen Materials ist die Berücksichtigung der weiten Porengrößenverteilung, der starken Querschnittsänderungen sowie der vielen Einschnürungen auf die Schallübertragung im Material dringend erforderlich.

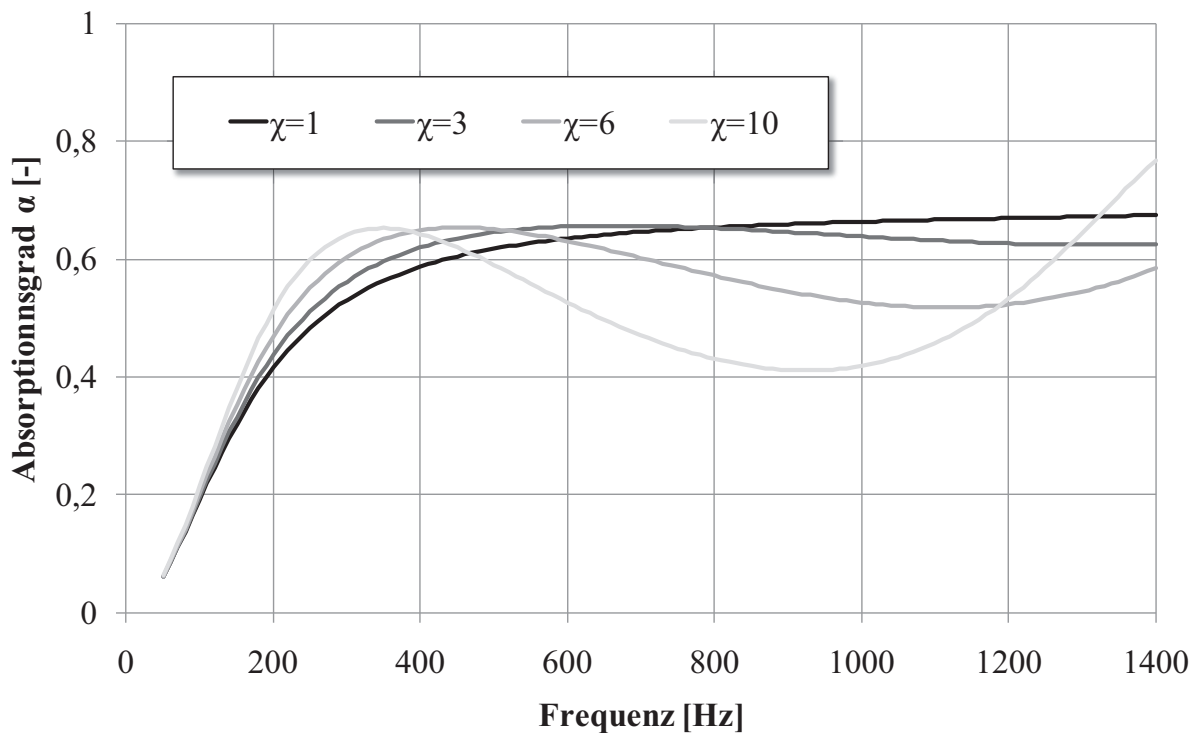


Abbildung 47 Empfindlichkeit der „*Theorie des homogenen Mediums*“ auf den Strukturfaktor χ bei $\Xi=63\text{kPas/m}^2$, $\sigma=0.7$, $p=1\text{bar}$, $T=300\text{K}$

Für die Untersuchung wurde ein Absorber mit einer Charakteristik (Absorberparameter)

gewählt, welche der von Probe „A“ entspricht. Diese befindet sich wieder in einer Absorberkonfiguration mit 30mm starkem Absorber gefolgt von einem 50mm Luftspalt vor einem schallharten Abschluss. Dabei wurden die Absorberparameter Porosität und Strömungsresistanz erneut Tabelle 2 entnommen. Abbildung 47 zeigt die Ergebnisse des berechneten Schallabsorptionsspektrums für verschiedene Werte des Strukturfaktors.

Insgesamt verlaufen die Absorptionsgrade bei den betrachteten Strukturfaktoren ab 200Hz mit Absorptionsgraden von über 0,4 auf einem recht hohen Niveau. Dabei verlaufen sie unterhalb von 150Hz nahezu identisch, während sich für höhere Frequenzen eine stärkere Abhängigkeit der Absorption vom Strukturfaktor ausmachen lässt. Für einen Strukturfaktor von 1 ergibt sich eine monotone Steigung des Absorptionsgrads. Mit steigendem Strukturfaktor nimmt das Absorptionsspektrum einen immer stärker oszillierenden Verlauf an. Zusätzlich verschiebt sich der Bereich des 1. Absorptionsmaximums in Richtung immer tieferer Frequenzen.

Im Hinblick auf die Messwerte von Probe „A“ aus Abbildung 46 ist somit die Berücksichtigung des Strukturfaktors zu empfehlen, um das Absorptionsverhalten dieser Porenabsorber richtig zu beschreiben.

4.2.3 Indirekte und rechnerische Bestimmung des Strukturfaktors

Für die oben gezeigten Simulationsergebnisse wurde neben Strömungswiderstand und Porosität der Strukturfaktor als Eingangsparameter für die Simulation verwendet. Dieser ist jedoch, wie bereits ausführlich in Abschnitt 3.3.5 dargelegt, nicht direkt messbar und nur für idealisierte Modellstrukturen zu berechnen.

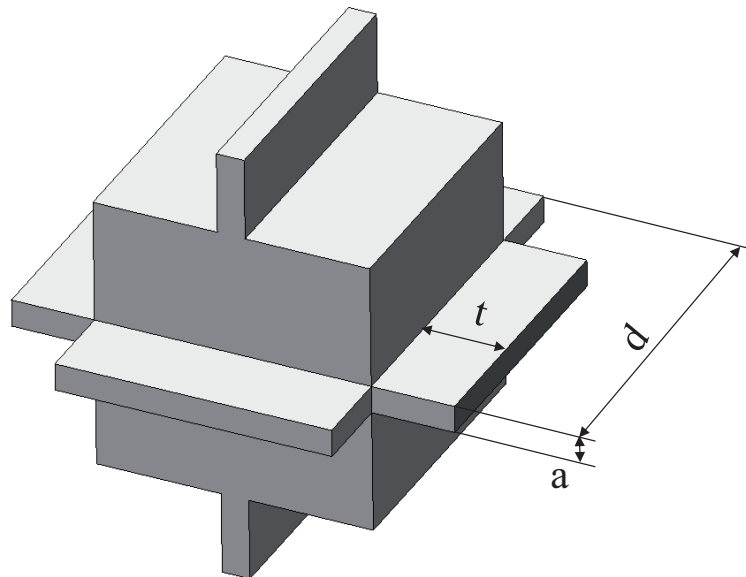


Abbildung 48 Einheitszelle zur Bestimmung des Strukturfaktors für lamellenförmige Durchgangsporen

Aus diesem Grund wurde der Strukturfaktor indirekt durch Annäherung der Simulationsergebnisse an die Ergebnisse der Absorptionsmessung im Impedanzrohr bestimmt. Zusätzlich wurde dieser anhand einer vereinfachten Modellstruktur berechnet,

wobei mittlere Strukturgrößen aus der Auswertung der μ -CT als Eingangsparameter verwendet worden sind.

Die Annäherung der Simulations- an die Messergebnisse erfolgte mit der Methode des kleinsten Fehlerquadrats. Dabei wurde der Strukturfaktor als Fitparameter verwendet. Die geringsten Abweichungen zwischen Simulation und Messung konnten bei den betrachteten Absorbern „A“, „B“ und „C“ zwischen 6 und 7 festgestellt werden (siehe Tabelle 2). Der Strukturfaktor weist somit nur eine geringfügige Abhängigkeit vom Feststoffanteil im Schlicker auf.

In Abschnitt 3.3.5 wurde eine Methode vorgestellt, die sich zur Berechnung des Strukturfaktors für regelmäßig angeordnete offenzellige Schäume eignet. Die vorliegende Porenstruktur weist durch ihre bimodale Porengrößenverteilung starke Ähnlichkeit (große Poren, verbunden mit kleineren Durchgangsporen, siehe Abbildung 38) zu dem idealisierten Modell aus Abbildung 28 auf. Allerdings unterscheidet sich die Struktur von Absorber „A“ durch die lamellenartigen Durchgänge im Vergleich zu den zylindrischen Durchgängen des Modells. Werden die mittleren Strukturgrößen aus der μ -CT entnommen und der Strukturfaktor mit Hilfe von Gleichung (2.59) berechnet, ergibt sich für Probe „A“ ein sehr hoher Strukturfaktor von über 10. Er liegt somit deutlich über dem durch Messung und Annäherung indirekt bestimmtem Wert von 6.

Um die Besonderheit der betrachteten Porenstruktur zu berücksichtigen, wurde das bestehende Modell für offenzellige Schäume aus Abschnitt 3.3.5 für lamellenartige Durchgangsporen (siehe Abbildung 48) angepasst. Es basiert wiederum auf einer Einheitszelle mit kubischen Zellen der Kantenlänge $(d-t)$. Diese seien untereinander in jede Raumrichtung mit lamellenförmigen Durchgängen der Länge t und der Lamellenbreite a verbunden. Unter der Verwendung der in Abschnitt 3.3.5 vorgestellten Gleichungen und Berücksichtigung der Mündungskorrektur ergibt sich für diesen Modellabsorber ein Strukturfaktor von

$$\chi = \frac{\left((d-t)^3 + 3 \cdot a(d-t) \cdot t \right) \cdot \left(t + \frac{2 \cdot a}{\pi} \cdot \left(1 - \ln \left(\frac{4 \cdot a}{d-t} \right) \right) \right)}{a \cdot d^2 \cdot (d-t)}. \quad (3.1)$$

Natürlich stellt auch dieses Modell eine starke Vereinfachung dar, da beispielsweise die Anzahl der Durchgänge pro Raumrichtung nicht exakt gleich eins ist, die Formen stark vereinfacht und die Porengrößenverteilung nicht berücksichtigt werden. Dennoch ergibt sich bei der Verwendung der aus der μ -CT gewonnen mittleren Strukturgrößen für die Probe „A“ ein Strukturfaktor von ~ 6.5 . Dieser Wert liegt sehr nah an dem indirekt bestimmten Wert von ~ 6 , welcher durch die Annäherung mittels Fitparameter ermittelt worden ist. Aufgrund der lamellenförmigen Durchgangsporen ist dieses Modell für die hier betrachtete Porenstruktur somit dem herkömmlichen Modell mit zylindrischen Durchgangsporen vorzuziehen.

4.3 Einfluss von Temperatur und Druck auf die Schallabsorption von Porenabsorbern

Die Untersuchung des Einflusses von maschinennahen Drücken und Temperaturen erfolgt anhand eines Absorbers mit den Absorberparametern von Probe „A“ (siehe Tabelle 2) bei verschiedenen Temperaturen als auch in einem Hochtemperaturszenario sowie an einem Optimierungsansatz. Bei dem Optimierungsansatz werden die maximal erreichbare Absorption und die dazu notwendigen Absorberparameter für verschiedene Szenarien gesucht. Die Temperatur- und Druckabhängigkeit der Absorberparameter und Gaseigenschaften wurden dabei wie in Abschnitt 3.4 beschrieben in das Absorbermodell integriert. Die Ergebnisse in diesem Abschnitt sind teilweise auch in [129] und in [130] veröffentlicht worden.

4.3.1 Hochtemperaturszenario

Für die Betrachtung des Absorptionsverhaltens bei maschinennahen Temperaturen und Drücken sind vor allem der Temperaturverlauf und die damit einhergehenden Änderungen der Gaseigenschaften in der Brennkammerisolation zu berücksichtigen. Hierzu wurde ein Hochtemperaturszenario ausgewählt, das den Bedingungen in einer Gasturbinenbrennkammer ähnlich ist und geometrisch an die in Abschnitt 4.4.1 beschriebene Laborbrennkammer angelehnt ist.

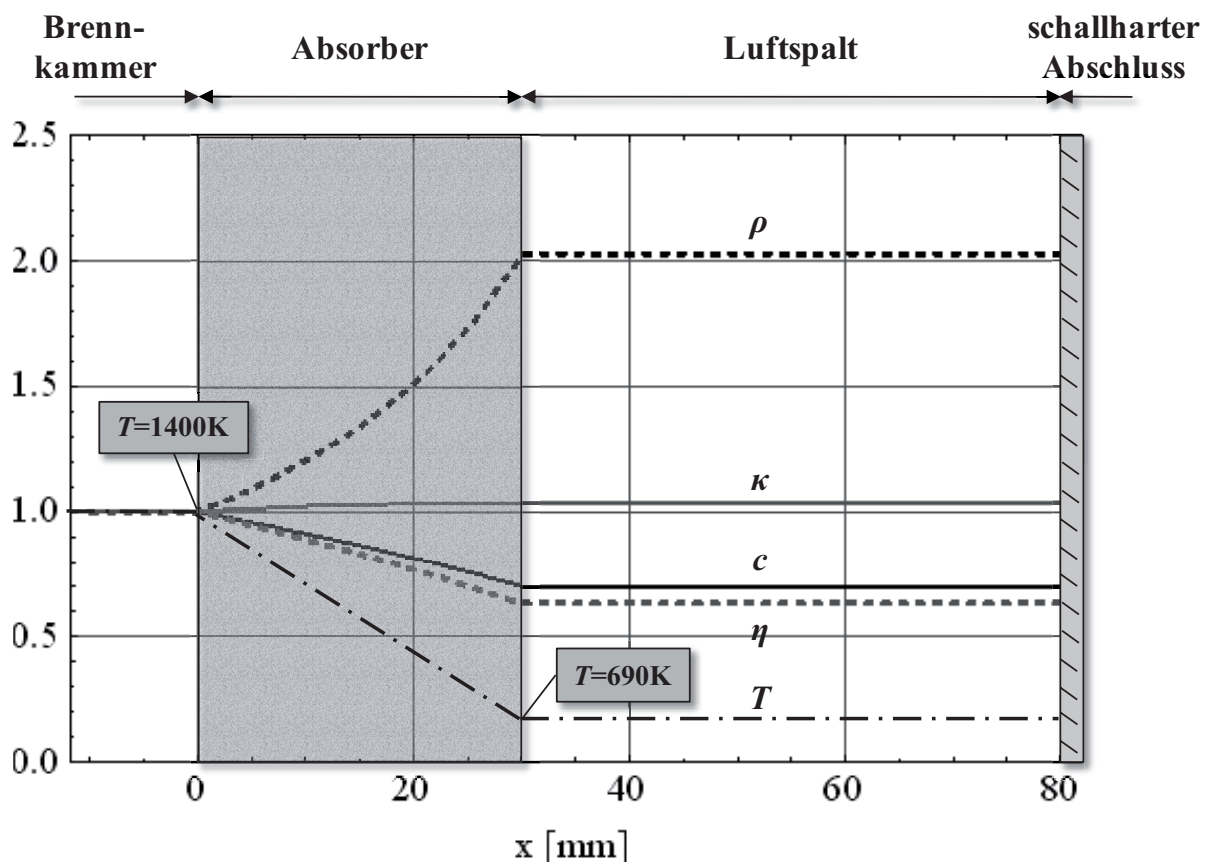


Abbildung 49 Querschnitt durch eine Absorberanordnung eines Hochtemperaturszenarios: Temperaturverlauf und normalisierte Gaseigenschaften

Ein Querschnitt durch dieses Szenario ist in Abbildung 49 zu sehen. Es zeigt sowohl den Temperaturverlauf, als auch die sich daraus ergebenden Gaseigenschaften in Abhängigkeit von der Entfernung zur Oberfläche der Brennkammerauskleidung. Die Temperatur auf der Innenseite der Brennkammerauskleidung wird mit 1400K angenommen. Diese nimmt innerhalb der Isolationsschicht linear ab und fällt hinter der Auskleidung auf konstante 690K. Dies entspricht einer adiabatischen Verdichterendtemperatur bei einem Druck von 18bar und wurde gewählt, da die Rückseite der Brennkammerauskleidung in Gasturbinenanlagen üblicherweise mit einem Teilmassenstrom der Verdichterluft gekühlt wird. Die Verläufe der Gaseigenschaften aus Abbildung 49 sind dabei jeweils auf den bei 1400K vorliegenden Wert normiert worden.

Für die Implementierung der sich über die Lauflänge ändernden Gaseigenschaften in die „*Theorie des homogenen Mediums*“ wurde der Transfermatrixansatz gewählt, wie er in Abschnitt 3.5 beschrieben ist. Dazu wurde der Verlauf der Gaseigenschaften in der Brennkammerauskleidung durch 6 homogene Schichten mit ortsdiskreten Werten angenähert. Der sich aus der Annäherung ergebende Fehler auf die Schallabsorption ist Gegenstand von Abschnitt 4.3.6.

4.3.2 Schallabsorption eigener Proben bei hohen Drücken und Temperaturen

Abbildung 50 zeigt die berechneten Verläufe des Absorptionsgrads von Probe „A“ für verschiedene Temperaturen bei Standarddruck. Die verwendeten Absorberparameter sind dabei Tabelle 2 entnommen worden. Die betrachtete Absorberanordnung besteht, wie im Hochtemperaturszenario aus Abschnitt 4.3.1, aus einem 30mm starken Absorber und einem 50mm Luftspalt vor einem schallharten Abschluss. Die Temperaturen der Absorberanordnung seien an allen Stellen gleich.

Mit zunehmender Temperatur nimmt der Absorptionsgrad stetig über den gesamten Frequenzbereich ab. Bereits bei 500K ist eine starke Abnahme der Schallabsorption gegenüber des Verlaufs bei Raumtemperatur zu verzeichnen, während bei 1500K nur noch ungefähr ein Drittel des Absorptionsgrads erreicht wird.

Bei Betrachtung der gleichen Probe „A“ im Hochtemperaturszenario aus Abschnitt 4.3.1 für verschiedene Umgebungsdrücke zeigt sich eine starke Druckabhängigkeit des Absorptionsspektrums (siehe Abbildung 51). Mit steigendem Druck nimmt der Absorptionsgrad im weiten Bereich um 800Hz stark zu. Gleichzeitig sinkt die Schallabsorption für sehr tiefe und hohe Frequenzen. Die bei niedrigem Druck als breitbandig zu bezeichnende Absorption wird mit zunehmendem Druck immer schmalbandiger.

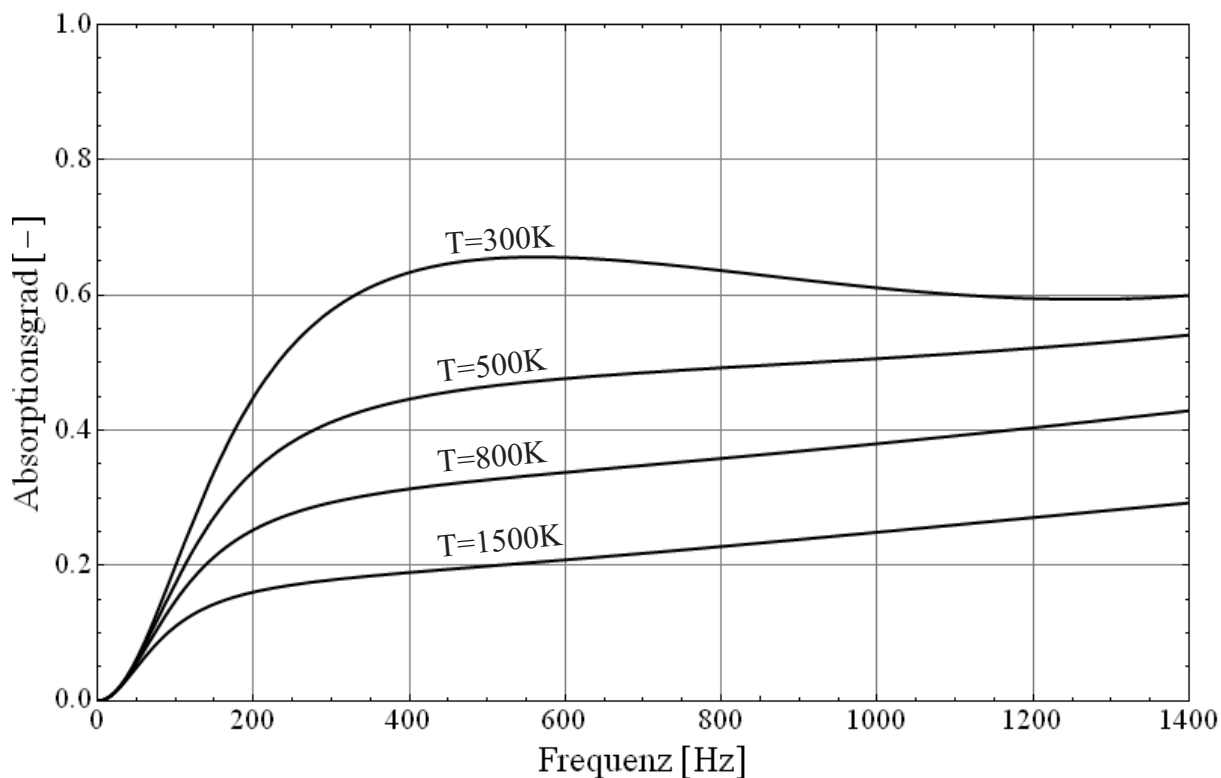


Abbildung 50 Berechnete Schallabsorptionsspektren von Probe „A“ ($\Xi=63\text{kPas/m}^2$; $\sigma=74\%$; $\chi=6$) für verschiedene Temperaturen bei Standarddruck

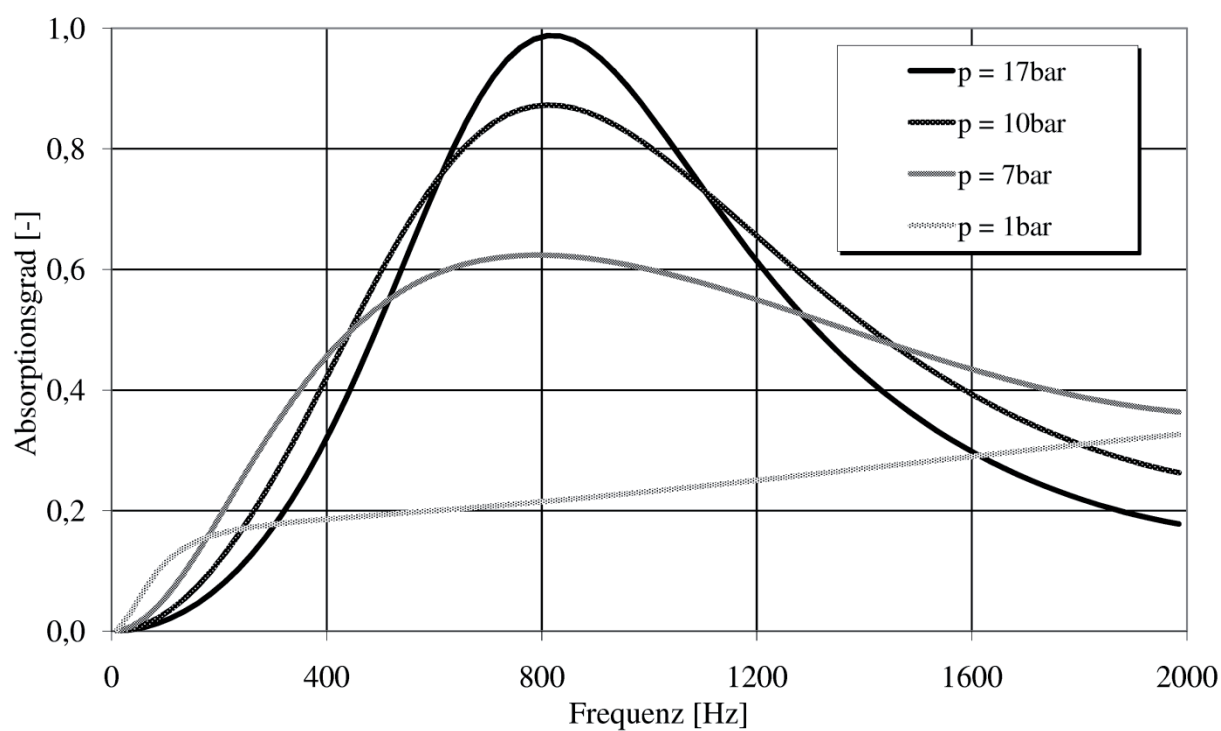


Abbildung 51 Berechnetes Schallabsorptionsspektrum von Probe „A“ ($\Xi=63\text{kPas/m}^2$; $\sigma=74\%$; $\chi=6$) in einem Hochtemperaturszenario (siehe Abschnitt 4.3.1) für verschiedene Umgebungsdrücke

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass eine starke Temperatur- und Druckabhängigkeit des Absorptionsspektrums für die betrachtete Probe besteht. Für atmosphärischen Druck nimmt der Absorptionsgrad im kompletten Frequenzbereich mit zunehmender Temperatur ab. Weiterhin wurde anhand eines Temperaturszenarios mit praxisnahem Temperaturverlauf durch die Absorberschicht gezeigt, dass sich mit steigendem Umgebungsdruck sehr hohe Absorptionsgrade erreichen lassen, die jedoch mit zunehmendem Druck immer schmalbandiger wirken.

4.3.3 Temperatureinfluss auf die maximal erreichbare Schallabsorption

In diesem Abschnitt soll die maximal erreichbare Schallabsorption und die dafür notwendige Strömungsresistenz für verschiedene Temperaturen anhand einer festgelegten Absorberanordnung aufgezeigt werden. Die Absorberanordnung besteht, wie in den vorherigen Abschnitten, aus einer 30mm starken, homogenen und isotropen Absorberschicht gefolgt von einem 50mm Luftspalt vor einem schallharten Abschluss. Zur Berechnung der maximalen Absorption wurde die *Theorie des homogenen Mediums* verwendet und erfolgte für diskrete Frequenzen. Dabei wurden für den Absorber eine Porosität von 0,7 und ein Strukturfaktor von 6 angenommen.

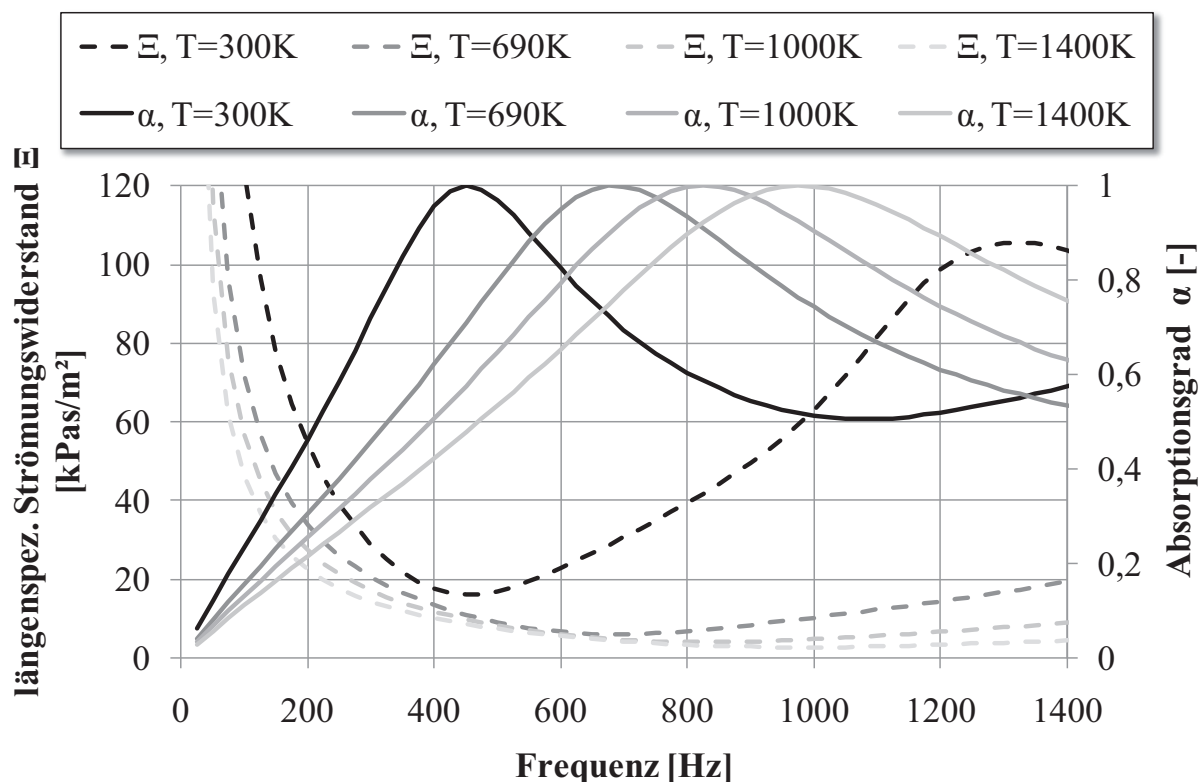


Abbildung 52 Vorhersage des maximal erreichbaren Absorptionsgrads und die dazugehörigen längenspezifischen Strömungswiderstände für verschiedene Temperaturen bei $p=1\text{bar}$, $\sigma=0.7$ und $\chi=6$

Abbildung 52 zeigt die Ergebnisse des maximal erreichbaren Absorptionsgrads (durchgezogene Linien) und die dafür notwendige Strömungsresistenz (gestrichelte Linien) bei einem Umgebungsdruck von 1bar. Dabei bezieht sich die Strömungsresistenz auf den Wert bei 300K, bei dem sie üblicherweise gemessen wird. Demnach wird ein maximaler

Absorptionsgrad von 1 bei einem Minimum der Strömungsresistenz erreicht. Mit steigender Temperatur verschiebt sich dieses Maximum zu höheren Frequenzen, während die dafür notwendigen Strömungsresistenzen abnehmen.

Es bleibt festzuhalten, dass durch die Anpassung der Strömungsresistenz durchaus hohe Absorptionsgrade auch bei sehr hohen Temperaturen erreicht werden können. Mit steigender Temperatur nimmt jedoch das Potential tiefe Frequenzen zu absorbieren kontinuierlich ab.

4.3.4 Druckeinfluss auf die maximal erreichbare Schallabsorption

Im Gegensatz zum vorherigen Abschnitt soll in diesem die maximal erreichbare Schallabsorption und die dafür notwendige Strömungsresistenz für verschiedene Drücke anhand der gleichen Absorberanordnung aufgezeigt werden. Sie besteht erneut aus einer 30mm starken, homogenen und isotropen Absorberschicht, gefolgt von einem 50mm Luftspalt vor einem schallharten Abschluss. Ebenso erfolgte die Berechnung der maximal erreichbaren Absorption mit Hilfe der *Theorie des homogenen Mediums* für diskrete Frequenzen. Für die Untersuchung wurde die Porosität auf 0,7, der Strukturfaktor auf 6 und die Umgebungstemperatur auf 300K gesetzt.

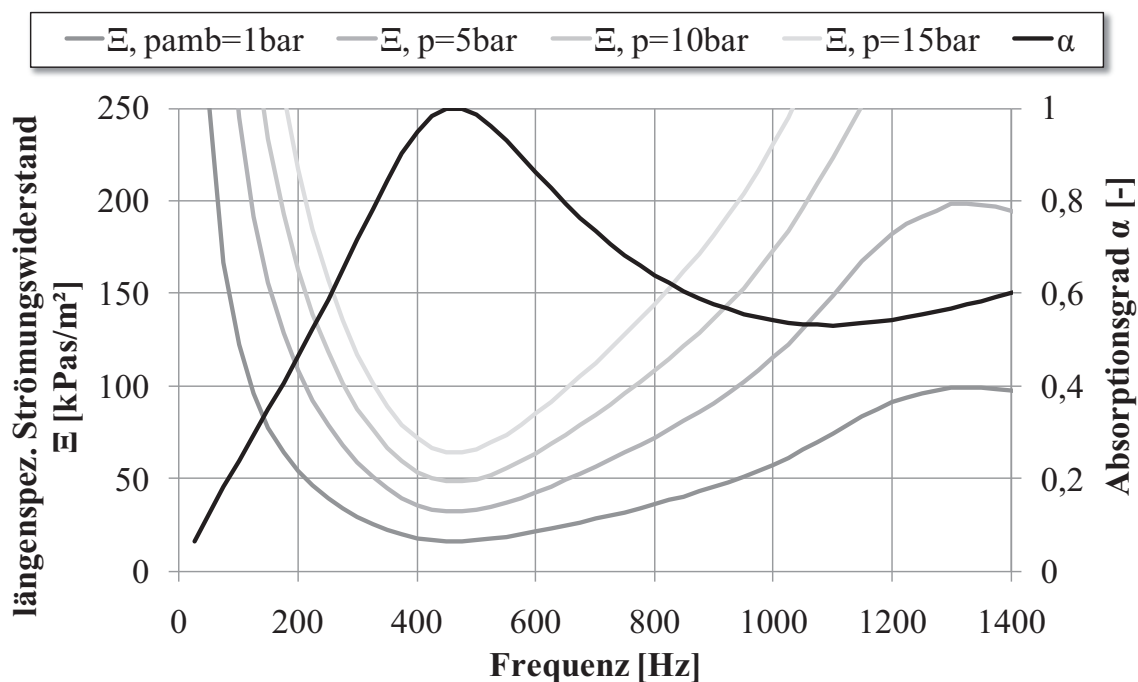


Abbildung 53 Vorhersage des maximal erreichbaren Absorptionsgrads und die dazugehörigen längenspezifischen Strömungswiderstände für verschiedene Umgebungsdrücke bei $T=300\text{K}$, $\sigma=0,7$ und $\chi=6$

Abbildung 53 zeigt den maximal erreichbaren Absorptionsgrad für verschiedene Umgebungsdrücke und den dafür notwendigen längenspezifischen Strömungswiderständen. Die Strömungsresistenz bezieht sich dabei auf den Wert bei 300K, bei dem sie üblicherweise gemessen wird. Im Gegensatz zur Temperaturabhängigkeit des maximal erreichbaren Absorptionsgrads ändert sich dieser durch variablen Umgebungsdruck nicht. Wohingegen die dafür notwendige Strömungsresistenz direkt proportional zum Umgebungsdruck steigen muss. Somit kann durch Einstellung der Strömungsresistenz der Einfluss des Umgebungsdrucks gezielt kompensiert werden.

4.3.5 Maximal erreichbare Schallabsorption in einem Hochtemperaturszenario

In diesem Abschnitt soll der maximal erreichbare Schallabsorptionsgrad anhand einer festgelegten Absorberanordnung mit einem Temperaturverlauf quer durch den Absorber gezeigt werden. Die Untersuchungen erfolgten anhand des in Abschnitt 4.3.1 beschriebenen Hochtemperaturszenarios. Aufgrund der im vorigen Abschnitt 4.3.4 gezeigten Druckunabhängigkeit auf den maximal erreichbaren Absorptionsgrad wurden die Untersuchungen bei einem Umgebungsdruck von 1bar durchgeführt. Um den Einfluss des Temperaturverlaufs auf die Gaseigenschaften und Absorberparameter (siehe Abschnitt 3.4) zu berücksichtigen, wurde die *Theorie des homogenen Mediums* mit einem Transfermatrixansatz, wie es in Abschnitt 3.5 beschrieben wurde, gekoppelt. Der Temperaturverlauf innerhalb des Absorbers wurde so mit insgesamt 5 Schichten angenähert. Der durch diese Annäherung entstehende Fehler ist Gegenstand von Abschnitt 4.3.6.

Abbildung 54 zeigt den Verlauf des maximal erreichbaren Absorptionsgrads (durchgezogene Linien) und die dafür notwendige Strömungsresistanz (gestrichelte Linien) für verschiedene Porositätswerte. Dabei bezieht sich die Strömungsresistanz wiederum auf einen bei Raumtemperatur gemessenen Wert. Der Strukturfaktor wurde auf 6 gesetzt.

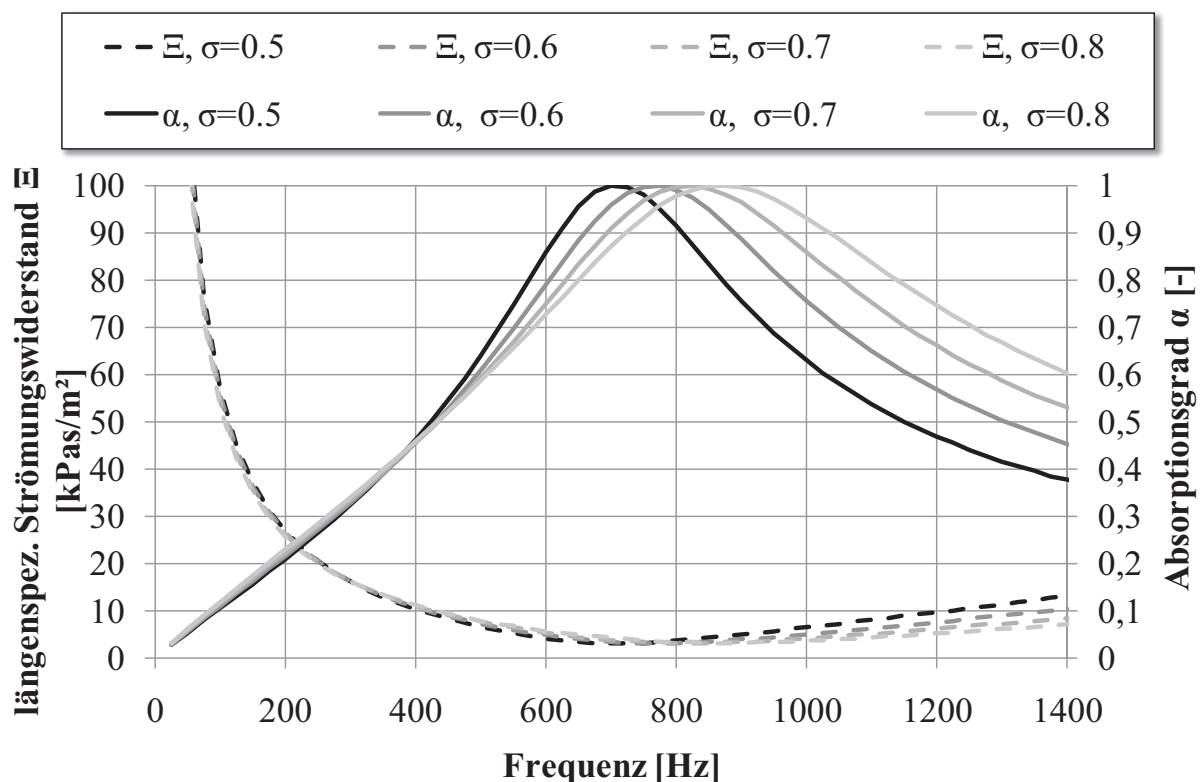


Abbildung 54 Vorhersage des maximal erreichbaren Absorptionsgrads und die dazugehörigen längenspezifischen Strömungswiderstände eines Hochtemperaturszenarios (siehe Abbildung 49) für verschiedene Porositätswerte bei $p=1\text{bar}$ und $\chi=6$

Der Absorptionsgrad verläuft bis 400Hz für alle betrachteten Porositätswerte auf gleichem Niveau. Oberhalb von 400Hz weichen die Kurven dann voneinander ab, zeigen aber alle ein ähnliches Verhalten. Mit steigender Porosität verschiebt sich das Maximum des Absorptionsgrad hin zu höheren Frequenzen. Der Verlauf der dazugehörigen Strömungsresistanz ist bis 800Hz für alle Porositätswerte nahezu deckungsgleich. Über

800Hz stellen sich immer größer werdende Abweichungen ein.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass sich für das untersuchte Hochtemperaturszenario durchaus hohe Absorptionsgrade erreichen lassen. So können bereits ab 400Hz ein Absorptionsgrad von nahezu 0.5 erreicht werden. Somit werden 50% der auftreffenden Schallleistung absorbiert und stehen für die Anregung thermoakustischer Instabilitäten nicht mehr zur Verfügung. Die dafür notwendigen niedrigen Strömungsresistanzen bei 1bar Umgebungsdruck lassen sich jedoch mit dem in dieser Arbeit gezeigten Material bislang nicht erreichen. Sie liegen in der Größenordnung von herkömmlichen Faserabsorbern, wie beispielsweise *Sonorock* (siehe Tabelle 2), welches jedoch für einen Einsatz in Brennkammern aufgrund unzureichender Temperaturstabilität und schlechter Integrierbarkeit des faserigen Materials im Brennraum nicht in Frage kommt. Da moderne Gasturbinenanlagen jedoch bei Drücken von 12bar und mehr betrieben werden, können mit dem vorliegendem Material durchaus ansehnliche Absorptionswerte (siehe Abschnitt 4.3.2) erreicht werden.

4.3.6 Fehlerbetrachtung

Der Einfluss des Temperaturverlaufs innerhalb einer Absorberanordnung zur Berechnung des Absorptionsverhaltens unter praxisnahen Bedingungen wurde durch die Annäherung des Verlaufs mit diskreten Schichten (siehe Abschnitt 3.5) realisiert. Der durch diese Diskretisierung gemachte Fehler wird in Abbildung 55 als frequenzabhängige absolute Abweichung des Absorptionsgrads in Abhängigkeit der Anzahl der verwendeten Schichten im Vergleich zu einer Berechnung von 5 Schichten angegeben. Die gezeigten Abweichungen gelten für das in Abschnitt 4.3.1 bereits betrachtete Hochtemperaturszenario mit den Absorberparametern von Absorber „A“ (siehe Tabelle 2).

Der Verlauf der absoluten Abweichungen in Abbildung 55 zeigt ein Ansteigen der Abweichungen für höhere Frequenzen. Mit zunehmender Anzahl von Schichten nimmt die absolute Abweichung jedoch stetig ab und konvergiert. Für vier Schichten beträgt die absolute Abweichung weniger als 0,0013 bzw. 0,33% und kann somit technisch vernachlässigt werden.

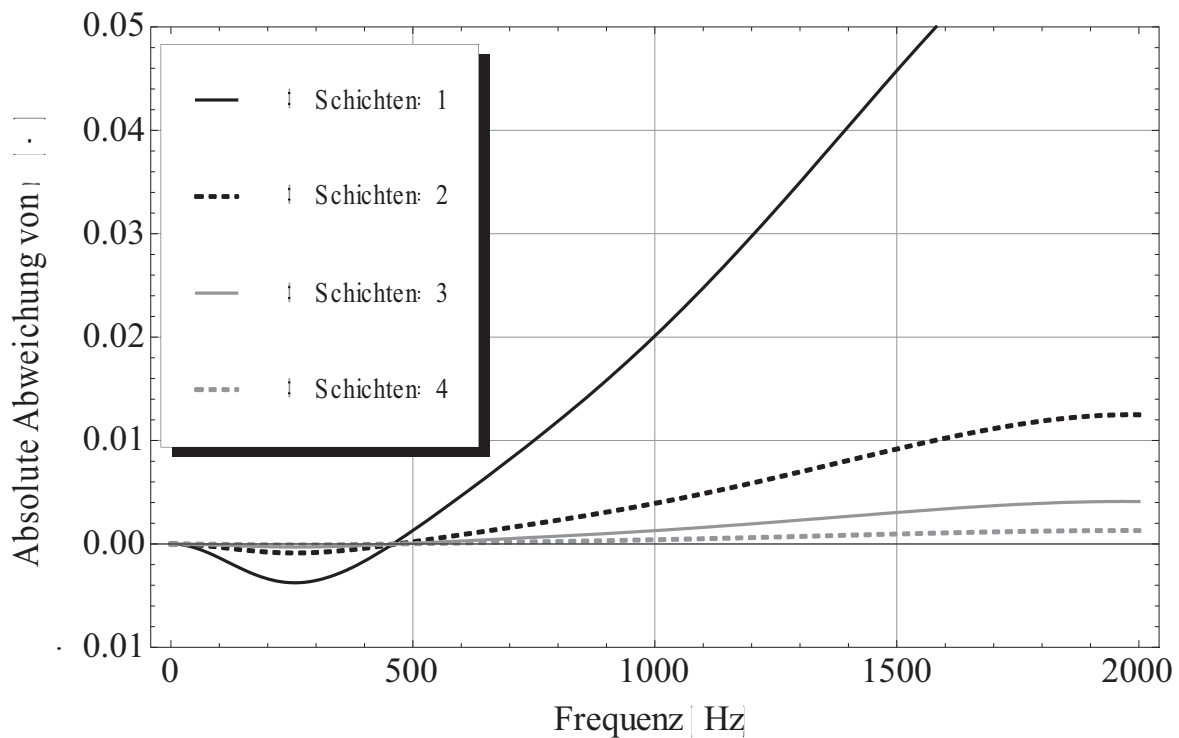


Abbildung 55 Absolute Abweichung des Absorptionsgrads für verschiedene Anzahlen an Schichten im Vergleich zu 5 Schichten

4.4 Akustische Charakterisierung der Brennkammer

Die Charakterisierung der Brennkammer erfolgte durch die experimentelle Bestimmung der Transfermatrix aus Abschnitt 3.6.3. Dabei wurde je eine Konfiguration der Brennerkammer mit einer schallharten und eine mit teilweise schallabsorbierender Auskleidung untersucht. Die experimentellen Daten wurden zudem bei Betrachtung der schallharten Brennkammer mit den theoretischen Werten, die sich aus den Teilelementen (Abschnitt 2.2.5) der Brennkammer berechnen lassen, verglichen. Die Messungen erfolgten bei Raumtemperatur und ohne anliegende Gleichströmung.

4.4.1 Betrachtete Brennkammer

Die betrachtete Brennkammer ist Teil des ZARM – Laborbrenners [131]. Der dort eingesetzte Koaxialbrenner operiert atmosphärisch mit drallstabilisierter Vormischflamme. Das Design des Laborbrenners, wie es in ähnlicher Konfiguration auch in anderen Arbeiten [132, 133] verwendet wird, orientiert sich dabei stark an industriellen Verbrennungsanlagen (Siemens Hybridbrenner).

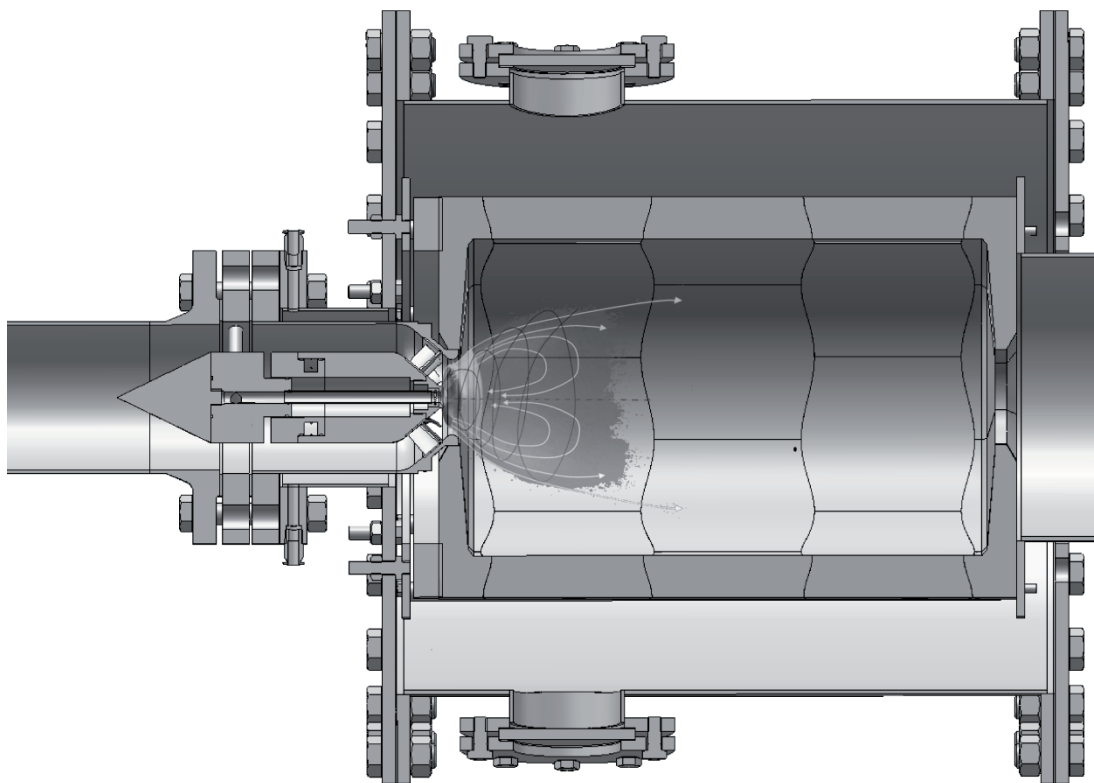


Abbildung 56 Querschnitt durch den ZARM-Laborbrenner

Abbildung 56 zeigt einen Schnitt durch Vormischstrecke, Drallerzeuger, Reaktionszone und Rohrbrennkammer des Laborbrenners. Der Flammenraum hat einen Innendurchmesser von 240mm bei einer Länge von 380mm. Die verwendeten Keramikacheln werden innerhalb eines Käfigs fixiert und weisen eine Wandstärke von 30mm auf. Der Abstand zwischen keramischer Auskleidung und Druckgehäuse beträgt 50mm. Die beim Betrieb auftretende

thermische Dehnung der Keramiken können durch Federelemente aufgenommen werden.

Die Brennkammer ist unter akustischen Gesichtspunkten als Expansionskammer anzusehen und besteht somit aus zwei Querschnittssprüngen, die durch einen geraden Rohrabchnitt verbunden sind. Das akustische Verhalten lässt sich somit bei schallharter Auskleidung mit Hilfe der Transfermatrizen dieser Einzelelemente beschreiben.

4.4.2 Design der Brennkammerauskleidung

Abbildung 57 zeigt den Verbund komplexgeformter Keramikkacheln (Formsteine), wie sie zum Aufbau der Laborbrennkammer verwendet wurden. Hierzu werden lediglich zwei Arten von Formsteinen mit unterschiedlicher Geometrie benötigt. Die Hohlzylindersegmente sind mit konkav-konvexen selbstverzahnenden Oberflächen an der Ober- und Unterseite versehen und weisen an den übrigen Nahtstellen eine herkömmliche Nut- und Federverzahnung auf. Die „Deckelsegmente“ weisen auf der Innenseite ebenso wie die Hohlzylindersegmente eine konkav-konvexe selbstverzahnende Topologie auf und sind ebenfalls untereinander mit einer Nut- und Federverzahnung verbunden. Dieses Design der Formsteine ermöglicht einen Aufbau der Brennkammer, ohne dass Einzelsegmente innerhalb des Druckbehälters einzeln fixiert werden müssen.



Abbildung 57 Brennkammerauskleidung aus gekrümmten Formsteinen mit selbstverzahnender Topologie

Die selbstverzahnende Topologie basiert auf dem Verlauf sinusförmiger Schwingungen in radialer als auch in axialer Richtung. Der axiale Verlauf der verwendeten Kontur entspricht dabei einer vollen Wellenlänge, während der radiale Verlauf (in die Tiefe des Formsteins) einer halben Wellenlänge entspricht. Im Vergleich zu einem Patent von *Robson* von 1975 [134] und bisherigen wissenschaftlichen Arbeiten (z.B. von *Estrin* [135]) unterscheidet sich diese Arbeit durch das Design, indem die Übertragung der selbstverzahnenden Oberflächentopologie auf einen gekrümmten (anstatt eines ebenen) Formstein erfolgte und durch die Anwendung der selbstverzahnenden Topologie an Formsteinen für den Einsatz poröser Keramikauskleidung in Gasturbinenbrennkammern.

Die geometrische Gestalt derartiger Oberflächen lässt sich mit Hilfe von Zylinderkoordinaten mathematisch mit

$$z(r, \varphi) = -A \cdot \cos(\varphi \cdot n \cdot m) \Big|_{\varphi=0}^{\varphi=\frac{2 \cdot \pi}{n}} \cdot \cos\left(\frac{r - r_i}{r_a - r_i} \cdot k\right) \Big|_{r=r_i}^{r=r_a} \quad (3.2)$$

beschreiben. Der Ursprung des Koordinatensystems liegt dabei, wie Abbildung 58 zu entnehmen ist, im Mittelpunkt der Außenkonturen der Oberfläche. Der innere Radius wird dabei mit r_i und der äußere mit r_a bezeichnet. Die Amplitude der Schwingungen lässt sich mit A skalieren. n beschreibt dabei die Anzahl der Segmente pro Umfang und m die Perioden pro Segment in axialer Richtung, während k diese in radialer Richtung der Bauteiltiefe beschreibt.

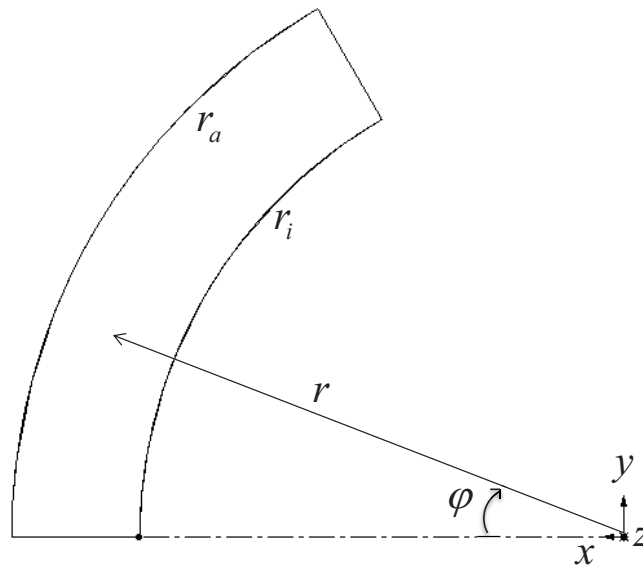


Abbildung 58 Zur mathematischen Definition der selbstverzahnenden Topologie in Zylinderkoordinaten

Durch diese geometrische Gestaltung sollen die mechanischen Nachteile, die sich zwangsläufig durch eine hohe Porosität ergeben, teilweise kompensiert werden. Für sprödes Material, wie Keramiken, gibt es deutliche Vorteile bei der Verwendung fragmentierter Strukturen im Gegensatz zu monolithischen Strukturen. Aufgrund des Größeneffekts auf die mechanischen Eigenschaften, welcher zum Beispiel mit Hilfe der *Weibull-Verteilung* [136] beschrieben werden kann, ist die Versagnesanfälligkeit einer Struktur viel größer als die ihrer Einzelelemente. Die zusammengesetzten fragmentierten Bauteile müssen jedoch in einer effizienten Art und Weise miteinander verbunden werden, um die strukturelle Integrität und

die Erfüllung der Bauteilfunktion zu gewährleisten.

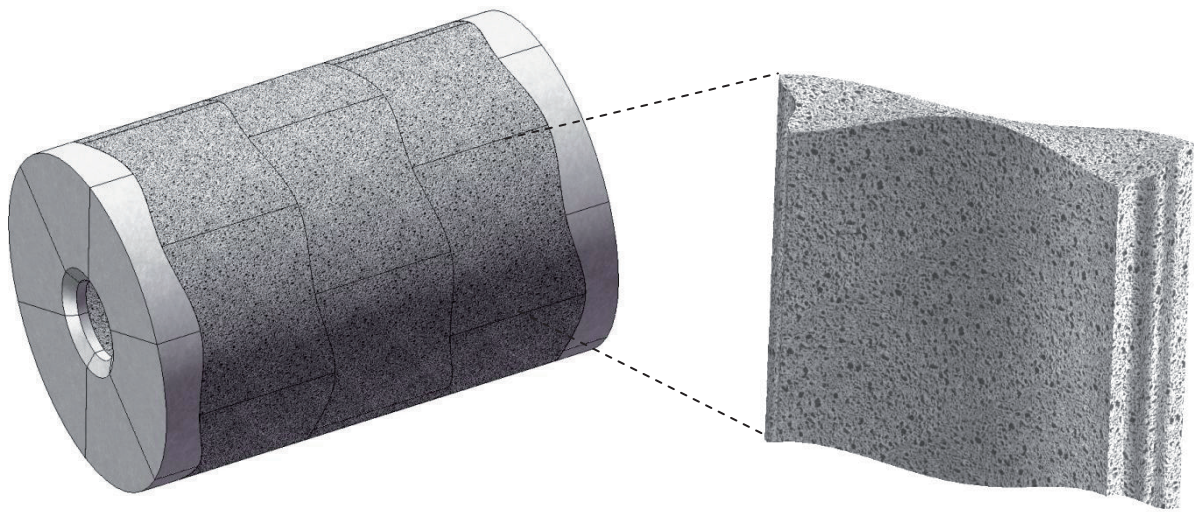


Abbildung 59 Anordnung der Brennkammerkacheln mit topologischer Verzahnung bestehend aus Hohlzylindersegmenten (porös, schallabsorbierend) und „Deckelsegmenten“ (schallhart)

Eine Möglichkeit der Verbindung besteht in der Verwendung der in Abbildung 57 vorgestellten konkav-konvexen Oberflächen. Jedes Element wird hierbei nicht nur durch seine Nachbarn fixiert (siehe Abbildung 59), sondern auch durch die selbstausrichtenden Eigenschaften der Oberflächen in die gewünschte Position zurückschoben, sollte es durch Belastung zu einer Verschiebung kommen. Durch dieses Konzept besteht eine sehr spannungsarme Verzahnung, da zwischen den Elementen keine starre Verbindung besteht und die Elemente ohne scharfe Änderungen des Bauteilquerschnitts auskommen. Zusätzlich bedeutet ein Versagen einzelner Elemente nicht das Versagen der gesamten Struktur, da zerbrochene Elemente durch die Verzahnung in ihrer Position gehalten werden [137].

4.4.3 Akustik der Brennkammer mit schallharter Auskleidung

Die Ergebnisse der Transfermatrixmessung und der theoretischen Bestimmung der Transfermatrix wurden aufgrund der besseren Anschaulichkeit in Reflexions- und Transmissionsfaktor umgerechnet. Dazu wurden als Randbedingungen am Ende der Anordnung die eines schallweichen Abschlusses gewählt. Abbildung 60 zeigt den Verlauf des frequenzabhängigen Reflexions- (grau) und Transmissionsfaktors (schwarz) der schallhart ausgekleideten Laborbrennkammer (siehe 4.4.1). Dabei repräsentieren die durchgezogenen Linien die aus den Messungen bestimmten Werte, während die gestrichelten Linien den Verlauf der theoretisch bestimmten Werte wiedergeben.

Die Messwerte zeigen im Bereich tiefer Frequenzen unterhalb von 250Hz stärkere Schwankungen und weichen dort auch stärker von den berechneten Werten ab. Hier zeigt sich, dass das Messprinzip für tiefe Frequenzen seine Grenzen hat. Da mit abnehmender Frequenz die Wellenlänge zunimmt und somit die Unterschiede der Schalldrücke zwischen den Messstellen, aus denen die Übertragungsfunktion gebildet wird, immer geringer werden, nimmt auch die Genauigkeit der Messung mit abnehmender Frequenz ab.

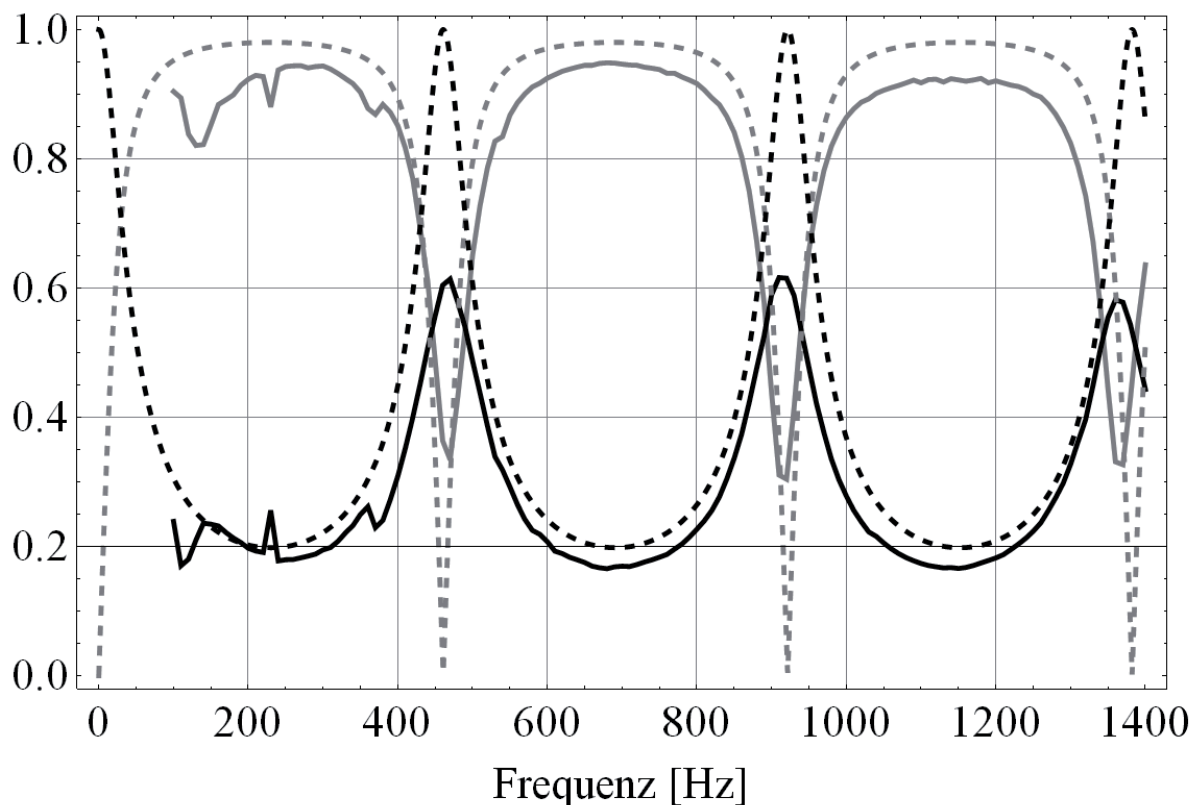


Abbildung 60 Frequenzabhängiger Reflexions- (grau) und Transmissionsfaktor (schwarz) der Brennkammer mit schallharter Keramikauskleidung, Messwerte (durchgezogene Linie) und Berechnung (gestrichelte Linie)

Für Frequenzen oberhalb von 250Hz zeigt sich jedoch eine recht hohe Übereinstimmung zwischen gemessenen und berechneten Werten. Somit lässt sich die Laborbrennkammer gut mit dem Ersatzmodell der Expansionskammer (siehe Abschnitt 2.2.5) akustisch beschreiben.

Wird aus Reflexions- und Transmissionsfaktor, welche die Verhältnisse der Schalldrücke zum einfallenden Schalldruck beschreiben, in entsprechende Schallleistungsverhältnisse umgerechnet und zusätzlich der aus den Messungen resultierende Absorptionsgrad dargestellt,

ergeben sich die Verläufe aus Abbildung 61. Die unterfüllte Kurve repräsentiert dabei den Absorptionsgrad. Dieser weist immer dann einen erhöhten Wert auf, wenn auch der Transmissionsfaktor steigt, und der Reflexionsfaktor minimal ist. Da bei der Bestimmung der Erwartungswerte keine akustischen Verluste, wie sie vor allem bei den Flächensprüngen auftreten, berücksichtigt wurden, ist in Abbildung 61 kein Erwartungswert für den Verlauf der Absorption angegeben.

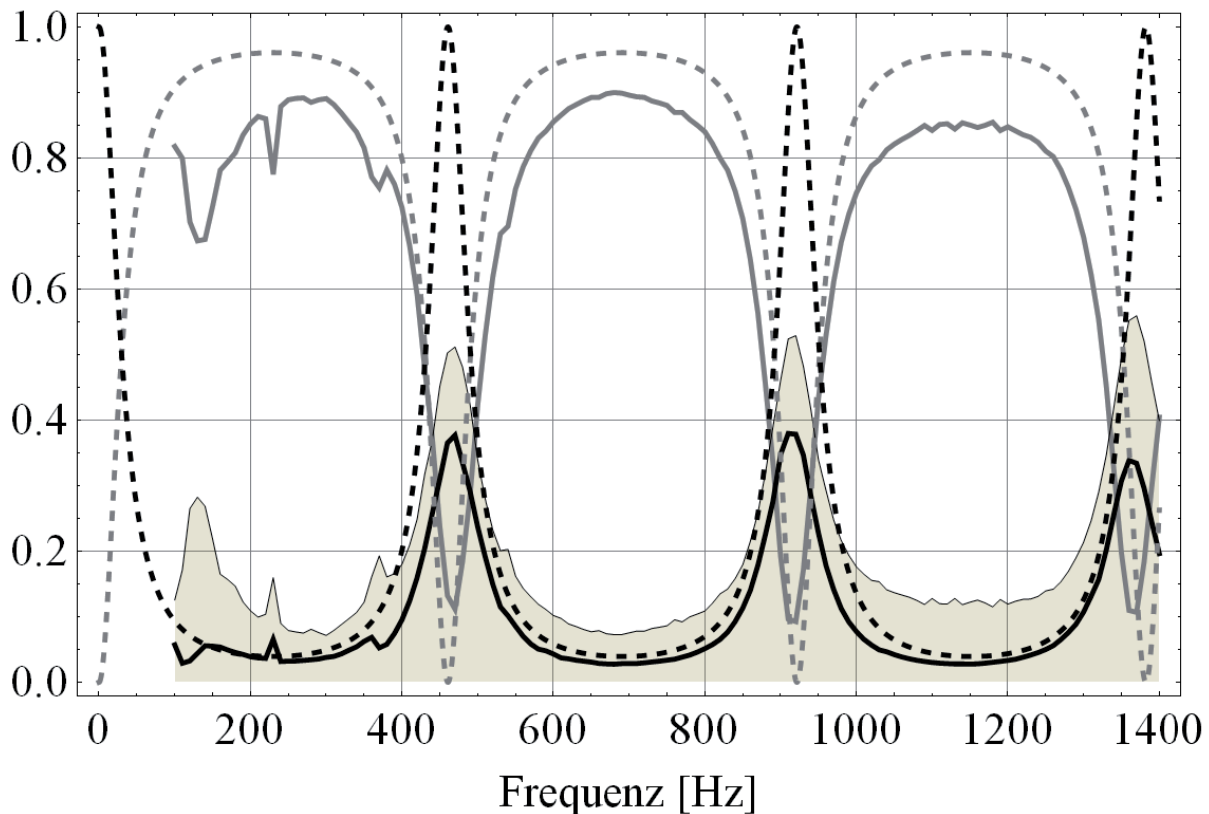


Abbildung 61 Frequenzabhängiger Reflexions- (grau) und Transmissionsgrad (schwarz) der Brennkammer mit schallharter Keramikauskleidung, Messwerte (durchgezogene Linie) und Berechnung für schallharte Auskleidung (gestrichelte Linie). Die unterfüllte Kurve zeigt den resultierenden Absorptionsgrad

Die Verläufe aus Abbildung 61 zeigen generell das Problem derartiger Brennkammergeometrien. Selbst bei einem 100%igen schallweichen Abschluss, von dem in der Praxis nicht ausgegangen werden kann, wird über weite Bereiche des Frequenzspektrums die Schallleistung mit einem hohen Anteil reflektiert. Die reflektierten Druckschwingungen gelangen in die Vormischzone und beeinflussen dort das Mischungsverhältnis von Brennstoff und Luft. Dies wiederum resultiert in einer oszillierenden Flamme und führt schließlich zu den selbstverstärkenden Effekten durch Kopplung von Druckschwingungen und Wärmefreisetzung.

4.4.4 Akustik der Brennkammer mit teilweise schallabsorbierender Brennkammerauskleidung

Abbildung 62 zeigt die Ergebnisse der Transfermatrixmessung an der Laborbrennkammer, an der zuvor die schallharten Hohlzylindersegmente gegen schallabsorbierende Keramikschalen (siehe Abbildung 59) ausgetauscht worden sind. Für die Herstellung der porösen Schalen wurde das Rezept vom Typ „A“ (siehe Abschnitt 3.1) verwendet. Die „Deckelsegmente“ wurden nicht ausgetauscht und sind somit als nahezu schallhart anzusehen. Die gemessenen Transfermatrixeinträge wurden in die anschaulicheren Größen Reflexions- (grau) und Transmissionsfaktor (schwarz) sowie Absorptionsgrad (unterfüllte Kurve) umgerechnet, wobei der Ausgang der Brennkammer als schallweich angenommen wurde.

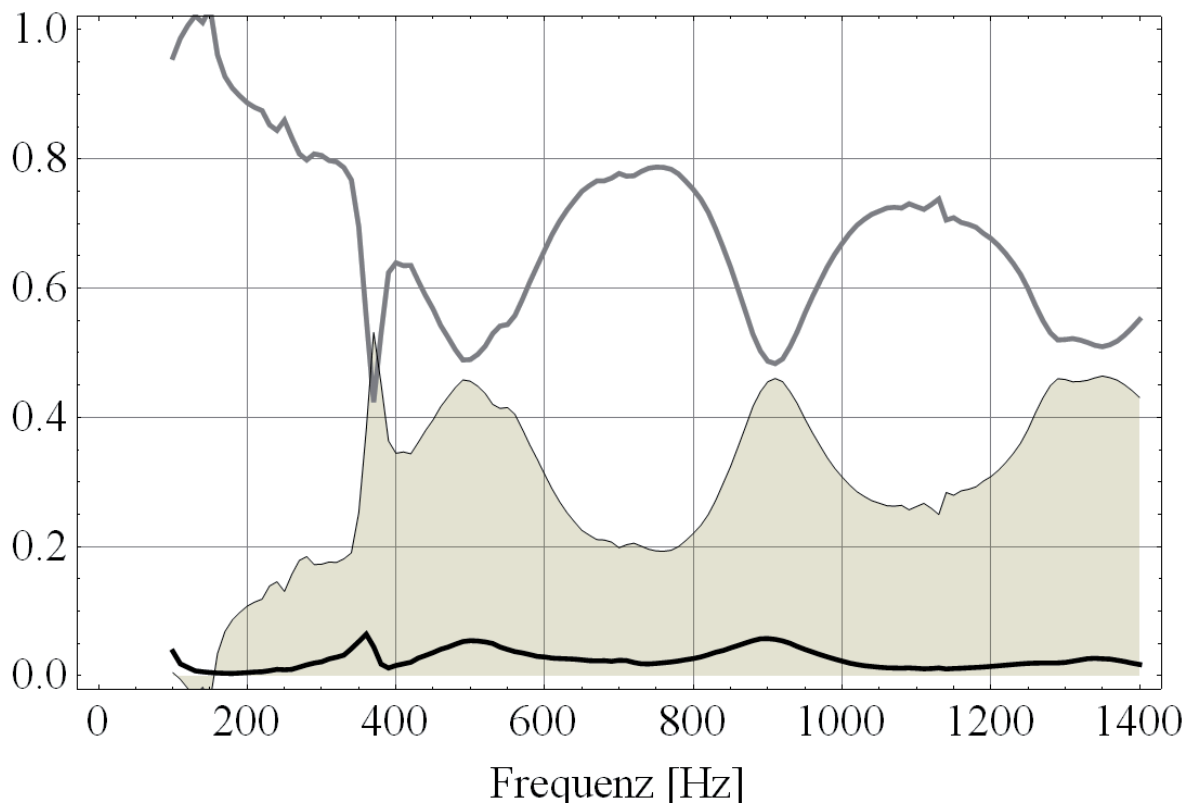


Abbildung 62 Frequenzabhängiger Reflexions- (grau) und Transmissionsgrad (schwarz) der Brennkammer mit teilweise schallabsorbierender Keramikauskleidung. Die unterfüllte Kurve zeigt den resultierenden Absorptionsgrad

Im Vergleich zu den Messergebnissen der schallharten Brennkammer aus Abbildung 60 weisen die Verläufe von Reflexions-, Transmissions- und Absorptionsgrad bei teilweise schallabsorbierender Brennkammerauskleidung wiederum einen ähnlichen charakteristischen Verlauf auf, wie er Abbildung 61 zu entnehmen ist, der auf den Innenabmessungen der Brennkammer beruht. Insgesamt verlaufen jedoch sowohl der Transmissions- als auch der Reflexionsgrad auf einem niedrigeren Niveau bei erhöhtem Verlauf des Absorptionsgrads. Der Verlauf des Absorptionsgrads zeigt, dass gerade bei Frequenzen, bei denen geringere Reflexion (und erhöhte Transmission) gemessen wird, auch erhöhte Absorption auftritt. Während im Frequenzbereich bis 150 Hz keine nennenswerte Absorption auftritt, steigt der Absorptionsgrad oberhalb von 150 Hz auf 0,2 ab. Ca. 350 Hz und schwankt darüber zwischen 0,2 und über 0,4. Bei einer vollständig schallabsorbierenden Auskleidung ist mit höheren

Absorptionsgraden zu rechnen.

Im Hinblick auf die Dämpfung thermoakustischer Schwingungen ist besonders die Vermeidung der Rückwirkung der Druckschwankungen auf Flamme und Brennstoffzuleitung von entscheidender Relevanz. Je größer der Anteil der transmittierten und absorbierten Schallleistung, desto geringer ist die Neigung des Systems in Resonanz zu geraten.

Es ist demzufolge zu erwarten, dass es durch den Einsatz der schallabsorbierenden Keramiken zu einer Verminderung der Neigung der selbstinduzierten Verbrennungsschwingungen des Systems kommt und so mit einer Erweiterung des stabilen Betriebsbereichs zu rechnen ist.

Es ist anzumerken, dass die Transfermatrixmessung der Brennkammer und die daraus abgeleiteten Ergebnisse bei Raumtemperatur und atmosphärischem Druck erfolgten, und sich somit nicht ohne Weiteres auf reale Betriebsbedingungen übertragen lassen. Dennoch lassen sich, wie in Abschnitt 4.3 für ebene Wellen gezeigt wurde, ebenso für hohe Drücke und Temperaturen sehr hohe Absorptionswerte erreichen, die teilweise über dem des hier untersuchten Materials liegen.

5 Zusammenfassung und Ausblick

5.1 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird ein neuer Ansatz zur Dämpfung thermoakustischer Instabilitäten, wie sie vorwiegend bei magerer vorgemischter Verbrennung auftreten können, vorgestellt. Dabei soll durch den Einsatz von schallabsorbierender Brennkammerauskleidung ein möglichst hoher Anteil der in der Brennkammer entstehenden Schallleistung innerhalb einer offenporigen Absorberstruktur dissipiert werden und somit nicht mehr für die Anregung thermoakustischer Instabilitäten zur Verfügung stehen.

Herkömmliche Brennkammerisolation wurde bislang nicht im Hinblick auf ihre Eignung als Schallabsorber entwickelt. Der Einsatz traditioneller Porenabsorber in einer Brennkammer ist jedoch aufgrund unzureichender Temperaturstabilität, mechanischer Eigenschaften und/oder schlechter Fixierbarkeit des Materials ungeeignet. Da bislang kein geeignetes Fertigungsverfahren zur Herstellung keramischer Porenabsorber für Hochtemperaturanwendungen verfügbar ist, wurde ein neuartiger Prozess zur Herstellung oxidischer schallabsorbierender Keramiken entwickelt. Der neuartige Prozess basiert auf einer Kombination des Gefriergeliervfahrens mit einem Platzhalterverfahren. Diese Kombination erlaubt die Herstellung von homogenen, schwindungsarmen, hochtemperaturstabilen, endformnahen und komplexgeformten makroporösen Bauteilen. Als Porenbildner für das Platzhalterverfahren kommt Bläherlit zum Einsatz. Dieser schmilzt während des Sinterprozesses auf und hinterlässt Poren in der Größenordnung der Ausgangskörner. Zusammen mit den, dem Gefriergeliervfahren entstammenden, lamellenförmigen Poren, bildet sich eine hochporöse Struktur aus, die sich durch eine hohe offene Porosität von bis zu 74% mit hoher Konnektivität und einer weiten Porengrößenverteilung auszeichnet und sehr gute Schallabsorptionseigenschaften ermöglicht. Weiterhin wurde der Zusammenhang zwischen dem beim Herstellungsverfahren verwendeten Feststoffanteil und der resultierenden Porenstruktur sowie dessen akustischen Eigenschaften untersucht.

Zur akustischen Charakterisierung des Materials wurden Messungen des Absorptionsgrads in einem Impedanzrohr, sowie die experimentelle Transfermatrixbestimmung des Materials in einer Brennkammeranordnung mit der *two-source method* durchgeführt. Zusätzlich wurde mit Hilfe der *Theorie des homogenen Mediums*, einer phänomenologischen Absorbertheorie zur Bestimmung der Absorberkennwerte, das akustische Absorptionsverhalten der Porenstruktur simuliert. Der Vergleich von im Impedanzrohr gemessenem und simuliertem Absorptionsspektrum zeigt eine hohe Übereinstimmung. Dabei ist jedoch aufgrund der Kombination aus lamellenförmigen Poren des Gefriergeliervfahrens und kreisförmigen Poren des Platzhalterverfahrens der Strukturfaktor innerhalb der *Theorie des homogenen Mediums* zu berücksichtigen. Dieser wurde sowohl indirekt durch Annäherung der Simulation an Messergebnisse, als auch durch ein angepasstes, vereinfachtes Modell für offenzellige Schäume rechnerisch bestimmt. Die dafür notwendigen geometrischen Informationen der Porenstruktur wurden den Daten aus einer μ -CT entnommen. Dabei konnte eine gute Übereinstimmung zwischen Annäherung und Berechnung erzielt werden.

Durch die Berücksichtigung der temperatur- und druckabhängigen Gas- und Absorbereigenschaften konnten die bei Raumtemperatur und atmosphärischem Druck

durchgeführten Absorptionsmessungen auf hohe Temperaturen und Umgebungsdrücke übertragen werden. Weiterhin wurde durch die Kopplung der *Theorie des homogenen Mediums* mit einem Transfermatrixansatz die Möglichkeit geschaffen, durch ein ortsdiskretes Annäherungsverfahren den Temperaturverlauf in der Brennkammerauskleidung zu berücksichtigen und somit die Absorptionsfähigkeit des Materials bei maschinennahen Bedingungen aufzuzeigen. Die Simulationsergebnisse zeigen, dass sich mit dem vorliegenden Material durchaus hohe Schallabsorptionswerte erreichen lassen. Diese sind jedoch stark vom Umgebungsdruck abhängig.

Anhand eines Optimierungsansatzes, bei dem erneut die Kombination aus der *Theorie des homogenen Mediums* und Transfermatrixansatz zur Anwendung kam, wurde der Einfluss von Druck und Temperatur auf den maximal erreichbaren Absorptionsgrad und die dafür notwendigen Absorberparameter anhand eines Hochtemperaturszenarios untersucht. Die Ergebnisse zeigen, dass für erhöhte Temperaturen und Drücke hohe Schallabsorptionswerte erreicht werden können. Der dafür notwendige längenspezifische Strömungswiderstand muss jedoch über den Frequenzbereich deutliche Unterschiede aufweisen, um die maximale Absorption zu erreichen.

Um die Wirkung einer schallabsorbierenden Brennkammerauskleidung auf das akustische Verhalten einer Brennkammer zu untersuchen, wurden Transfermatrixmessungen an einer Laborbrennkammer durchgeführt. Dabei stand vor allem der Vergleich von einer konventionellen (schallhart ausgekleideten Brennkammer) und einer mit teilweise schallabsorbierenden Keramikkacheln ausgekleideten Kammer im Vordergrund.

Im Vergleich zur schallharten Brennkammerauskleidung, die bedingt durch ihre geometrische Gestalt als Expansionskammer einen hohen Anteil der einfallenden Schallleistung reflektiert, konnte diese durch schallabsorbierende Brennkammerkacheln, welche einen Anteil der Schallleistungen dissipieren, reduziert werden.

Zudem wird ein Konzept vorgestellt, um die mechanischen Nachteile, die sich zwangsweise durch die hohe Porosität der keramischen schallabsorbierenden Formsteine ergeben, teilweise auszugleichen. Es basiert auf konvex-konkave selbstverzahnende Oberfläche der Formsteine, verspricht dabei eine spannungsarme Verbindung zwischen den einzelnen Elementen, bei gleichzeitig hoher struktureller Integrität.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass eine poröse keramische Brennkammerauskleidung hohes Schallabsorptionsvermögen bei maschinennahen Bedingungen aufweisen kann und diese somit das Potential hat, thermoakustische Instabilitäten zu unterdrücken und so zu einer Erweiterung des Stabilitätsbereichs stickoxidarmer Verbrennungsanlagen beitragen könnte.

5.2 Ausblick

Auf dem Gebiet der Entwicklung poröser Keramiken mit hoher Schallabsorption wurde, mit dem in dieser Arbeit entwickelten neuartigen Herstellungsprozess, ein erster Schritt in Richtung der Anwendung derartiger Materialien gemacht. Im Hinblick auf die zahlreichen und hohen Anforderung für den Einsatz in Gasturbinenanlagen, ergibt sich, nicht zuletzt aufgrund der hohen benötigten Porosität und den damit einhergehenden Nachteilen bezüglich der mechanischen Eigenschaften, weiterhin erheblicher Forschungs- und Entwicklungsbedarf, um schallabsorbierende Keramikkacheln industriell einzusetzen. So werden im Hinblick auf die Festigkeit vermutlich poröse Keramiken niemals mit dichten Keramiken konkurrieren können. Der Unterschied zu dichten Keramiken könnte jedoch durch den Einsatz festigkeitssteigernder Maßnahmen, wie der Verstärkung des Bauteils durch Fasern, verringert werden.

Das in dieser Arbeit entwickelte Verfahren zur Herstellung keramischer Porenabsorber basiert auf der Kombination von Gefriergelieverfahren und Platzhalterverfahren. Dabei wird mit Bläherperlite ein beim Sinterprozess aufschmelzender Platzhalter eingesetzt. Für die Weiterentwicklung wird jedoch vorgeschlagen auf flüchtige Platzhalter umzusteigen, die während des Sintervorgangs komplett in die Gasphase übergehen. Der Vorteil liegt in einer Reduktion der Systemkomponenten und der damit einhergehenden Vereinfachung der Zusammensetzung. Zusätzlich könnte ein weiterer Parameterraum der Eigenschaften der Porenstruktur erreicht werden, da keine Bestandteile des Platzhalters in die Poren, welche dem Gefriergelieverfahren entstammen, eindringen würden. Trotzdem birgt der Einsatz flüchtiger Platzhalter aber auch Herausforderungen, da teilweise große Mengen Gas während des Sintervorgangs durch die Porenstruktur des Bauteils austreten müssen und es somit zu Rissen in der Struktur kommen kann. Ferner müsste das Ausbleiben einer festigkeitssteigernden Wirkung durch das Eindringen des aufschmelzenden Perlites in die Matrix durch geeignete Maßnahmen kompensiert werden.

Um die akustischen Einsatzmöglichkeiten poröser Keramiken zu erweitern und die Porenstruktur auf die unterschiedlichen Prozessbedingungen, wie insbesondere auf den Betriebsdruck in der Brennkammer, anzupassen, wäre eine Erweiterung der herstellbaren Strömungsresistenz in Richtung kleinerer Werte wünschenswert. Zusätzlich könnten, um die Absorptionseigenschaften weiter zu verbessern, geschichtete oder gradierte Absorberstrukturen eingesetzt werden. Diese könnten den Verlauf der akustischen Impedanz, welche sich aufgrund eines Temperaturgradienten durch den Absorber ergeben, im Hinblick auf maximale Schallabsorption optimieren. Hierzu bietet sich die in dieser Arbeit vorgestellte Kombination aus *Theorie des homogenen Mediums* zur Bestimmung der Absorberparameter und Transfermatrixansatz an.

Ein weiterer Aspekt, der zu einer Erhöhung der Integrationsfähigkeit derartiger Bauteile in Verbrennungsanlagen beitragen könnte, wäre die Verbindung der schallabsorbierenden Isolationsschicht mit einer schalldurchlässigen aber mechanisch stabileren Schicht (zum Beispiel wabenförmige Strukturen aus dichter Keramik), welche die Funktion des Luftspaltes zur Erhöhung der Absorptionswirkung bei tieferen Frequenzen einnehmen könnte. Die wissenschaftliche Herausforderung läge in der Entwicklung einer geeigneten Füge-technik, die vor allem den thermomechanischen Anforderungen genügen müsste.

Für die Betrachtung des akustischen Verhaltens der Brennkammer blieb der Einfluss der Durchströmung der Brennkammer in dieser Arbeit unberücksichtigt. So könnten die in dieser

Arbeit verwendeten phänomenologischen Modelle zur Beschreibung der Schallübertragung in porösen Medien, so erweitert werden, dass sowohl der Einfluss auf die Schallübertragung einer Gleichströmung durch den porösen Absorber, als auch eine Gleichströmung parallel zur Oberfläche des Absorbers berücksichtigt werden kann. Zur Validierung der Modellerweiterung für einen durchströmten Absorber könnten Transfermatrixmessungen an einer zylindrischen Probe in einem Rohr mit der *two-source methode* durchgeführt werden. So könnte zum Beispiel der Einfluss einer intrinsischen Kühlung auf die akustischen Eigenschaften bestimmt werden.

Ogleich die Wahl einer phänomenologischen Beschreibung der Schallausbreitung im porösen Medium mit der *Theorie des homogenen Mediums* die Verwendung beliebiger Gaseigenschaften zulässt und somit keine Probleme bei hohen Umgebungsdrücken und Temperaturen zu erwarten sind, sollte eine Validierung des Modells unter maschinennahen Bedingungen durchgeführt werden. So wurden 2007 in der Arbeit von *Sun et al.* [58] Messungen in einem Impedanzrohr bei hohen Temperaturen an metallischen Faserabsorbern durchgeführt und mit einem (von dem hier verwendeten jedoch abweichendem) Absorbermodell verglichen. Dabei wurde eine hohe Übereinstimmung zwischen den Messungen und Ergebnissen der Simulation festgestellt. Der Einfluss des Umgebungsdrucks wurde dabei jedoch nicht untersucht. Da die Messungen im Impedanzrohr für sehr hohe Temperaturen zwar möglich, aber mit einem hohen experimentellen Aufwand verbunden sind, wird vorgeschlagen, die Absorptionsmessungen bei verschiedenen Gasatmosphären durchzuführen. Hier bieten sich vor allem Gase wie Helium oder Kohlendioxid an, die sich in ihren Eigenschaften stark von Luft bei Raumtemperatur unterscheiden. So könnte gezeigt werden, dass das verwendete Modell die Schallausbreitung in porösen Medien über einen weiten Parameterraum der Gaseigenschaften richtig beschreibt.

Schließlich sollte der Einfluss einer schallabsorbierenden Brennkammerauskleidung unter realen Betriebsbedingungen experimentell quantifiziert werden. Hierzu könnten Versuche an einer Laborbrennkammer, wie dem ZARM-Brenner durchgeführt werden, bei denen zunächst der Vergleich der Stabilitätsbereiche zwischen herkömmlicher und schallabsorbierender Brennkammerauskleidung im Vordergrund stünde. Um allerdings einen phänomenologischen Zusammenhang zwischen thermoakustischen Schwingungen, der Brennkammerakustik und der Eigenschaften der Porenstruktur zu schaffen, müsste zusätzlich eine akustische Charakterisierung des Verbrennungssystems bei laufendem Betrieb der Anlage und eine Erweiterung der verwendeten Modelle durchgeführt werden. Zur akustischen Charakterisierung bietet sich eine Transfermatrixbestimmung mit der *two-source method* an, wie sie in dieser Arbeit bereits vorgestellt worden ist. Diese müsste jedoch so modifiziert werden, dass eine Messung bei laufendem Betrieb des Brenners möglich ist. Dazu müsste die Schallquelle so umgestaltet werden, dass sie eine Durchströmung der Anlage zulässt. Hier bietet sich der Einsatz einer Sirene an, wie sie beispielsweise in der Arbeit von *Fischer* [78] verwendet worden ist. Weiterhin müssten die Mikrofone aufgrund der sehr hohen Temperaturen, z.B. durch den Einsatz gekühlter Röhrchen, thermisch entkoppelt werden. Die zur Modellierung der Brennkammerakustik benötigten Erweiterungen betreffen vor allem die Integration einer Flammentransferfunktion, sowie das Verhalten der porösen Brennkammer bei anliegender Gleichströmung, sowohl parallel zur Oberfläche der Absorberschicht als auch durch den Absorber.

6 Literaturverzeichnis

1. IEA, *Key World Energy Statistics*. 2009, Paris: International Energy Agency.
2. Pieprzyk, B. and P. Rojas, *Vergleich von Prognosen und Szenarien mit der tatsächlichen Entwicklung Erneuerbarer Energien, Deutschland - Europa - Welt*. 2009, Agentur für Erneuerbare Energien e.V.: Bremen. p. 30.
3. Lefebvre, A.H., *Pollution Control in Continous Combustion Engines*. Symposium on Combustion, 1974. **15**(1): p. 1169-1180.
4. Correa, S.M., *A Review of NO_x Formation Under Gas-Turbine Combustion Conditions* Combustion Science and Technology, 1992. **87**(1): p. 329-362.
5. Lohrmann, M. and H. Büchner, *Prediction of Stability Limits for LP and LPP Gas Turbine Combustors*. Combustion Science and Technology, 2005. **177**(12): p. 2243-2273.
6. Warnatz, J., U. Maas, and R.W. Dibble, *Verbrennung*. 2001, Berlin Heidelberg: Springer Verlag.
7. *European Environment Agency* 2008, EPER - The European Pollutant Emission Register.
8. Bowman, C.T., *Control of combustion-generated nitrogen oxide emissions: Technology driven by regulation* Symposium on Combustion, 1992. **24**(1): p. 859-978.
9. Kieseewetter, F., *Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen*, in *Lehrstuhl für Thermodynamik*. 2005, Technische Universität München: München.
10. Büchner, H., *Experimentelle und theoretische Untersuchungen der Entstehungsmechanismen selbsterregter Druckschwingungen in technischen Vormischverbrennungssystemen*. 1992, Aachen: Shaker Verlag.
11. Lu, F.K., ed. *Combustion Instabilities in Gas Turbine Engines - Operational Experience, Fundamental Mechanisms, and Modeling*. Progress in Astronautics and Aeronautics, ed. T.C. Lieuwen and V. Yang. Vol. 210. 2005, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc. : Arlington, Texas.
12. Shioda, K., et al., *Numerical analysis of combustion oscillation stabilization by Helmholtz oscillation control*. Jsme International Journal Series B-Fluids and Thermal Engineering, 2005. **48**(1): p. 106-113.
13. Lefebvre, A.H., *Gas Turbine Combustion 2nd Ed.* . 1999, Philadelphia, PA: Tayler & Francis.
14. Lechner, C. and J. Seume, *Stationäre Gasturbinen*. 2009, Berlin: Springer-Verlag. 1139.
15. Drobietz, R., et al., *Keramische Schalldämpferstrukturen für Pkw- und Flugmotoren*. Werkstoff und Automobilantrieb. VDI Bericht Düsseldorf 1999. **1472**: p. 155.
16. Studart, A.R., et al., *Processing routes to macroporous ceramics: A review*. Journal of the American Ceramic Society, 2006. **89**(6): p. 1771-1789.
17. Colombo, P., *Conventional and novel processing methods for cellular ceramics*. Philosophical Transactions of the Royal Society a-Mathematical Physical and Engineering Sciences, 2006. **364**(1838): p. 109-124.
18. Huang, Y. and V. Yang, *Dynamics and stability of lean-premixed swirl-stabilized combustion*. Progress in Energy and Combustion Science, 2009. **35**(4): p. 293-364.
19. Kelsall, G. and C. Troger, *Prediction and control of combustion instabilities in industrial gas turbines*. Applied Thermal Engineering, 2004. **24**(11-12): p. 1571-1582.
20. Mcmanus, K.R., T. Poinso, and S.M. Candel, *A Review of Active Control of Combustion Instabilities*. Progress in Energy and Combustion Science, 1993. **19**(1): p.

- 1-29.
21. Candel, S.M., *Combustion Instabilities Coupled by Pressure Waves and Their Active Control*, in *24th Symposium on Combustion*. 1992. p. 1277-1296.
22. Zinn, B.T. and Y. Neumeier. *An Overview of Active Control of Combustion Instabilities*. in *35th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*. 1997. Reno NV.
23. Kiel, B. *Review of Advances in Combustion Control, Actuation, Sensing, Modeling and Related Technologies for Air Breathing Gas Turbines*. in *39th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. 2001. Reno NV.
24. Schiller, N.H., et al., *Development of a piezoelectric-actuated fuel modulation system for active combustion control*. *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, 2006. **17**(5): p. 403-410.
25. Tachibana, S., et al., *Active control of combustion oscillations in a lean premixed combustor by secondary fuel injection coupling with chemiluminescence imaging technique*. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2007. **31**: p. 3225-3233.
26. Annaswamy, A.M. and A.F. Ghoniem, *Active Control in Combustion Systems*. IEEE Control Systems, 1995: p. 49-63.
27. Moeck, J.P., et al., *A two-way coupling for modeling thermoacoustic instabilities in a flat flame Rijke tube*. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2009. **32**: p. 1199-1207.
28. Paschereit, C.O., E. Gutmark, and W. Weisenstein, *Structure and control of thermoacoustic instabilities in a gas-turbine combustor*. *Combustion Science and Technology*, 1998. **138**(1-6): p. 213-232.
29. Schildmacher, K.U., *Experimentelle Charakterisierung der Instabilitäten vorgemischter Flammen in Gasturbinen-Brennkammern*, in *Institut für Thermische Strömungsmaschinen*. 2005, Universität Karlsruhe (TH): Karlsruhe.
30. Bellucci, V., et al., *On the use of helmholtz resonators for damping acoustic pulsation in industrial gas turbines*. *ASME Turbo EXPO*, 2001. **2001-GT-0039**.
31. Zhao, D. and A.S. Morgans, *Tuned passive control of combustion instabilities using multiple Helmholtz resonators*. *Journal of Sound and Vibration*, 2009. **320**(4-5): p. 744-757.
32. Joos, F., *Technische Verbrennung*. 2006: Springer Berlin Heidelberg.
33. Krebs, W., et al., *Thermoacoustic Design Tools and Passiv Control: Siemens Power Generation Approaches*. *Combustion Instabilities in Gas Turbine Engines - Operational Experience, Fundamental Mechanisms, and Modeling*, 2005. **210**(5): p. 89-112.
34. Putnam, A.A., *Combustion Driven Oscillation in Industry*. American Elsevier, 1971.
35. Luong, T., M.S. Howe, and R.S. McGowan, *On the Rayleigh conductivity of a bias-flow aperture*. *Journal of Fluids and Structures*, 2005. **21**(8): p. 769-778.
36. Howe, M.S., *Theory of Unsteady High Reynolds-Number Flow through a Circular Aperture*. *Proceedings of the Royal Society of London Series a-Mathematical Physical and Engineering Sciences*, 1979. **366**(1725): p. 205-223.
37. Dowling, A.P. and I.J. Hughes, *Sound-Absorption by a Screen with a Regular Array of Slits*. *Journal of Sound and Vibration*, 1992. **156**(3): p. 387-405.
38. Eldredge, J.D. and A.P. Dowling, *The absorption of axial acoustic waves by a perforated liner with bias flow*. *Journal of Fluid Mechanics*, 2003. **485**: p. 307-335.
39. Ross, D.F. and A.F. Seybert, *Experimental determination of acoustic properties using a two-microphone random-excitation technique*. *Journal of Acoustic Society of America*, 1977. **61**(5): p. 1362-1370.
40. Tran, N., S. Ducruix, and T. Schuller, *Damping combustion instabilities with perforates at the premixer inlet of a swirled burner*. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2009. **32**: p. 2917-2924.

41. Heuwinkel, C., et al., *Establishing of a High Quality Database for the Modeling of Perforated Liners*, in *Proceedings of the Asme Turbo Expo 2010: Power for Land, Sea and Air*. 2010: Glasgow.
42. Hermann, J., et al., *Combination of Active Instability Control and Passive Measures to Prevent Combustion Instabilities in a 260MW Heavy Duty Gas Turbine*, in *RTO AVT Symposium on "Active Control Technology for Enhanced Performance Operational Capabilities of Military Aircraft, Land Vehicles and Sea Vehicles"*. 2000: Braunschweig, Germany.
43. Richards, G.A., D.L. Straub, and E.H. Robey, *Passive Control of Combustion Instabilities in Stationary Gas Turbines*. Progress in Astronautics and Aeronautics, 2005. **210**: p. 533-580.
44. Allard, J.F. and N. Atalla, *Propagation of Sound in Porous Media - Modeling Sound Absorbing Materials*. 2nd ed. 2009: John Wiley and Sons Ltd.
45. Mechel, F.P., *Schallabsorber, Band II - Innere Schallfelder, Strukturen*. 1995, Stuttgart: S. Hirzel Verlag.
46. Zhang, B. and T.N. Chen, *Calculation of sound absorption characteristics of porous sintered fiber metal*. Applied Acoustics, 2009. **70**(2): p. 337-346.
47. Neithalath, N., et al., *Modeling the Influence of Pore Structure on the Acoustic Absorption of Enhanced Porosity Concrete*. Journal of Advanced Concrete Technology, 2005. **3**(1): p. 29-40.
48. Cummings, A. and S.P. Beadle, *Acoustic Properties of Reticulated Plastic Foams*. Journal of Sound and Vibration, 1994. **175**(1): p. 115-133.
49. Arenas, J.P. and M.J. Crocker, *Recent Trends in Porous Sound-Absorbing Materials*. Sound and Vibration, 2010. **44**(7): p. 12-17.
50. Delany, M.E. and E.N. Bazley, *Acoustical properties of fibrous absorbent materials* Applied Acoustics, 1970. **3**(2): p. Pages 105-116
51. Sampson, W.W., *Modeling Stochastic Fibrous Materials with Mathematica* ed. E.M.a. Processes. 2009: Springer.
52. Albracht, F., *Metallfasern als schallabsorbierende Strukturen und als leitfähige Komponenten in Verbundwerkstoffen*, in *Fakultät Maschinenwesen*. 2004, Technische Universität Dresden: Dresden.
53. Morse, R.W., *Acoustic Propagation in Granular Media*. Journal of the Acoustical Society of America, 1952. **24**(6): p. 696-700.
54. Takahara, H., *The Sound-Absorption Characteristics of Particulate Porous Ceramic Materials*. Applied Acoustics, 1994. **41**(3): p. 265-274.
55. Wu, J.J., et al., *Damping and sound absorption properties of particle reinforced Al matrix composite foams*. Composites Science and Technology, 2003. **63**(3-4): p. 569-574.
56. Lu, T.J., F. Chen, and D.P. He, *Sound absorption of cellular metals with semiopen cells*. Journal of the Acoustical Society of America, 2000. **108**(4): p. 1697-1709.
57. Christie, D.R.A., *Measurement of Acoustic Properties of a Sound Absorbing Material at High-Temperatures*. Journal of Sound and Vibration, 1976. **46**(3): p. 347-355.
58. Sun, F., et al., *Sound absorbing characteristics of fibrous metal materials at high temperatures* Applied Acoustics, 2009.
59. Dupere, I.D.J., A.P. Dowling, and T.J. Lu, *The Absorption of Sound in Cellular Foams*. ASME Conference Proceedings, 2004. **2004**(47152): p. 123-132.
60. Ashby, M.F., ed. *Cellular Solids - Scaling Properties*. Cellular Ceramis, ed. M. Scheffler and P. Colombo. 2004, Wiley VHC Verlag: Weinheim.
61. She, J.H. and T. Ohji, *Fabrication and characterization of highly porous mullite ceramics*. Materials Chemistry and Physics, 2003. **80**(3): p. 610-614.
62. Deville, S., *Freeze-Casting of Porous Ceramics: A Review of Current Achievements*

- and Issues*. Advanced Engineering Materials, 2008. **10**(3).
63. Zhang, F.Z., et al., *Gelcasting fabrication of porous ceramics using a continuous process*. Journal of the European Ceramic Society, 2006. **26**(4-5): p. 667-671.
 64. Fuji, M., et al., *Effects of surfactants on the microstructure and some intrinsic properties of porous building ceramics fabricated by gelcasting*. Ceramics International, 2006. **32**(7): p. 797-802.
 65. Sutton, G.P. and O. Biblarz, *Rocket Propulsion Elements*. 7th ed. 2001, New York: Wiley-Interscience.
 66. Zinn, B.T. and T.C. Lieuwen, eds. *Combustion Instabilities: Basic Concepts*. Progress in Astronautics and Aeronautics, ed. T.C. Lieuwen and V. Yang. Vol. 210. 2005, American Institute of Aeronautics and Astronautics: Arlington, Texas. 3-26.
 67. Miller, J.A. and C.T. Bowman, *Mechanism and modeling of nitrogen chemistry in combustion*. Progress in Energy and Combustion Science, 1989. **15**(4): p. 287-338.
 68. Tyndal, J. Sound. 1897, New York: D. Appleton & Company.
 69. J. W. Strutt, B.R., *The Theory of Sound, Vol.1*. 1877: MacMillan and Co.
 70. Mongia, H.C., et al., *Incorporation of combustion instability issues into design process: GE aero-derivative and aero engines experience*. Progress in Astronautics and Aeronautics, 2005. **210**: p. 43-64.
 71. Sewell, J.B. and P.A. Sobieski, *Monitoring of Combustion Instabilities: Calpine's Experience*. Combustion Instabilities in Gas Turbine Engines - Operational Experience, Fundamental Mechanisms, and Modeling, 2005. **210**(7): p. 147-162.
 72. Cremer, L. and M. Möser, *Technische Akustik*. 2007: Springer Verlag.
 73. Heckl, M. and H.A. Müller, *Taschenbuch der Technischen Akustik*. 1994, Berlin, Heidelberg, New York: Springer Verlag.
 74. Lenk, A., G. Pfeifer, and W. Werthschützky, *Elektromechanische Systeme - Mechanische und akustische Netzwerke, deren Wechselwirkungen und Anwendungen*. 2001, Berlin Heidelberg: Springer-Verlag.
 75. Kopacek, P., *Einführung in die Automatisierungstechnik*. 1993, Wien: R. Oldenbourg Verlag.
 76. Gentemann, A.M.G., et al. *Acoustic Transfer Matrix Reconstruction and Analysis for Ducts with Sudden Change of Area*. in *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*. 2003. Hilton Head.
 77. Munjal, M.L., *Acoustic of Ducts and Mufflers*. 1987, New York: Wiley-Interscience.
 78. Fischer, A., C. Hirsch, and T. Sattelmayer, *Comparison of multi-microphone transfer matrix measurements with acoustic network models of swirl burners* Journal of Sound and Vibration, 2006. **298**: p. 73-83.
 79. Fischer, A., *Hybride, thermoakustische Charakterisierung von Drallbrennern*, in *Lehrstuhl für Thermodynamik*. 2004, Technische Universität München: München.
 80. Kunze, K., *Untersuchung des thermoakustischen Flammenübertragungsverhaltens in einer Ringbrennkammer*, in *Lehrstuhl für Thermodynamik*. 2004, Technische Universität München: München.
 81. Lohrmann, M., et al., *Flame Transfer Function Characteristics of Swirl Flames for Gas Turbine Applications*. Proceedings of the Asme Turbo Expo 2003, 2003. **GT2003-38113**.
 82. Schuermans, B., V. Bellucci, and C.O. Paschereit, *Thermoacoustic Modeling and Control of Multi Burner Combustion Systems*. Proceedings of ASME Turbo Expo 2003. 2003, Atlanta.
 83. Song, B.H. and J.S. Bolton, *A Transfer-Matrix Approach For Estimating the Characteristic Impedance and Wave Numbers of Limp and Rigid Porous Material*. Journal of the Acoustic Society of America, 2000. **107**(3): p. 1131,1151.
 84. Allard, J.F., *Propagation of sound in porous media, modeling sound absorbing*

- materials. 1993, New York: Elsevier Applied Science.
85. DEGA, *Akustische Wellen und Felder*. 2006, Deutsche Gesellschaft für Akustik e.V.: Berlin.
 86. Mechel, F.P., *Schallabsorber, Band I - Äußere Schallfelder Wechselwirkungen*. 1989, Stuttgart: S. Hirzel Verlag
 87. Sagartzazu, X., L. Hervella-Nieto, and J.M. Pagalday, *Review in sound absorbing materials*. Archives of Computational Methods in Engineering, 2008. **15**(3): p. 311-342.
 88. Miki, Y., *Acoustical properties of porous materials - Modification of Delany-Bazley models*. Journal of Acoustic Society of Japan, 1990. **11**(1): p. 19-24.
 89. Komatsu, T., *Improvement of the Delany-Bazley and Miki models for fibrous sound-absorbing materials*. Acoustical science and technology, 2008. **29**(2): p. 121-129.
 90. Kirchhoff, G., *Über den Einfluß der Wärmeleitung in einem Gase auf die Schallbewegung*. Annalen der Physik, 1868. **210**(6): p. 177-193.
 91. v. Helmholtz, H., *Über den Einfluss der Reibung in der Luft auf die Schallbewegung*. Wissenschaftliche Abhandlungen. Vol. 1. 1863.
 92. Schlichting, H., *Boundary Layer Theory*. 1979: McGraw-Hill.
 93. Biot, M.A., *Theory of Propagation of Elastic Waves in a Fluid-Saturated Porous Solid .1. Low-Frequency Range*. Journal of the Acoustical Society of America, 1956. **28**(2): p. 168-178.
 94. Attenborough, K., *Acoustical Characteristics of Porous Materials*. Physics Reports-Review Section of Physics Letters, 1982. **82**(3): p. 179-227.
 95. Matyka, M., A. Khalili, and Z. Koza, *Tortuosity-porosity relation in porous media flow*. Physical Review E, 2008. **78**(2): p. -.
 96. Zwicker, C. and C.W. Kosten, *Sound absorbing materials*. 1949, Amsterdam: Elsevier
 97. Cremer, L. and H.A. Müller, *Die wissenschaftlichen Grundlagen der Raumakustik, Wellentheoretische Raumakustik*. Vol. Bd. 2. 1976, Stuttgart: Hirzel Verlag.
 98. Tao, Z. and A.F. Seybert. *A Review of Current Techniques for Measuring Muffler Transmission Loss*. in *Society of Automotive Engineers*. 2003.
 99. Tao, Z., D.W. Herrin, and A.F. Seybert, *Measuring Bulk Properties of Sound-Absorbing Materials using the Two-Source Method*, in *SAE Noise and Vibration Conference and Exposition*. 2003: Traverse City.
 100. Sofie, S.W. and F. Dogan, *Freeze casting of aqueous alumina slurries with glycerol*. Journal of the American Ceramic Society, 2001. **84**(7): p. 1459-1464.
 101. Koh, Y.H., et al., *Effect of polystyrene addition on freeze casting of ceramic/camphene slurry for ultra-high porosity ceramics with aligned pore channels*. Journal of the American Ceramic Society, 2006. **89**(12): p. 3646-3653.
 102. Schmedders, T., *Konsolidierung von keramischen Hydrosolen durch Gefrieren - Grundlagen, Eigenschaften und Anwendungen*. Berichte aus der Werkstofftechnik. 2007, Aachen: Shaker.
 103. Koch, D., et al., *Evolution of porosity by freeze casting and sintering of sol-gel derived ceramics*. Journal of Sol-Gel Science and Technology, 2003. **26**(1-3): p. 149-152.
 104. Deville, S., et al., *Freezing as a path to build complex composites*. Science, 2006. **311**(5760): p. 515-518.
 105. Schneider, H., K. Okada, and J.A. Pask, *Mullite and Mullite Ceramics*. 1994, Chichester, UK: Wiley.
 106. Kothari, N.C., *Effect of Particle Size on Sintering Kinetics in Alumina Powder*. Journal of Nuclear Materials, 1965. **17**(1): p. 43-&.
 107. Gironas, J., J.M. Adriasola, and B. Fernandez, *Experimental Analysis and Modeling of a Stormwater Perlite Filter*. Water Environment Research, 2008. **80**(6): p. 524-539.
 108. Topcu, I.B. and B. Isikdag, *Manufacture of high heat conductivity resistant clay bricks*

- containing perlite*. Building and Environment, 2007. **42**(10): p. 3540-3546.
109. Yilmazer, S. and M.B. Ozdeniz, *The effect of moisture content on sound absorption of expanded perlite plates*. Building and Environment, 2005. **40**(3): p. 311-318.
 110. von Walter, M., et al., *In vitro behavior of a porous TiO₂/perlite composite and its surface modification with fibronectin*. Biomaterials, 2005. **26**(16): p. 2813-2826.
 111. Topcu, I.B. and B. Isikdag, *Effect of expanded perlite aggregate on the properties of lightweight concrete*. Journal of Materials Processing Technology, 2008. **204**(1-3): p. 34-38.
 112. DIN, *Advanced technical ceramics; monolithic ceramics; general and textural properties; part 2: determination of density and porosity*, in German version EN 623-2. 1993-11 Deutsches Institut für Normung e.V.
 113. DIN, *Acoustics - Determination of sound absorption coefficient and impedance in impedance tubes - Part 2: Transfer-function method (ISO 10534-2:1998)*, in German version EN ISO 10534-2. 2001, Deutsches Institut für Normung e.V.
 114. Zwicker, C., J.V.D. Eijk, and C.W. Kosten, *Absorption of sound by porous materials II*. Physica, 1941. **8**: p. 469-476.
 115. Van den Eijk, J. and C. Zwicker, *Absorption of sound by porous material I*. Physica, 1941. **8**: p. 149-158.
 116. Fasold, W., W. Kraak, and W. Schirmer, *Taschenbuch der technischen Akustik*. 1984, Berlin: VEB Verlag Technik.
 117. Fuchs, H.V., *Schallabsorber und Schalldämpfer - Innovative akustische Konzepte und Bauteile mit praktischen Anwendungen in konkreten Beispielen*. 2007, Berlin Heidelberg: Springer-Verlag.
 118. Lienhard IV, J.H. and J.H. Lienhard V, *A Heat Transfer Textbook*. 2008, Cambridge Massachusetts: Phlogiston Press.
 119. ASTM, *Standard Test Method for Impedance and Absorption of Acoustical Materials Using Tube, Two Microphones and A Digital Frequency Analysis System*, in E 1050-98. 1998, American Society for Testing and Materials.
 120. Kino, N. and T. Ueno, *Investigation of sample size effects in impedance tube measurements*. Applied Acoustics, 2007. **68**(11-12): p. 1485-1493.
 121. Munjal, M. and A. Doige, *Theory of a two source-location method for direct experimental evaluation of the four-pole parameters of an aeroacoustic element*. Journal of Sound and Vibration, 1990. **141**: p. 323-333.
 122. Lee, C.M. and Y.S. Wang, *A prediction method of the acoustical properties of multilayered noise control materials in standing wave-duct systems*. Journal of Sound and Vibration, 2006. **298**(1-2): p. 350-365.
 123. Utsuno, H., et al., *Transfer function method for measuring characteristic impedance and propagation constant of porous materials*. Journal of Acoustic Society of America, 1989. **86**(2): p. 637-643.
 124. Åbom, M., *A Note on the Experimental Determination of Acoustical Two-Port Matrices*. Journal of Sound and Vibration, 1991. **155**(1): p. 185-188.
 125. Giese, F., Eigenbrod, Ch., Koch, D., *A Novel Production Method for Porous Sound-Absorbing Ceramic Material for High-Temperature Applications*. Int. J. Appl. Ceram. Technol., 2010.
 126. Mohammadi, R.M., *Mechanical Strength of Sound Absorbing Ceramics for High-Temperature Applications*. N.N. , 2011.
 127. Latella, B.A. and E.G. Mehrkens, *High temperature biaxial strength of porous mullite-alumina and mullite-zirconia ceramics*. Journal of Materials Science, 2007. **42**: p. 5880-5882.
 128. *Rockwool Datenblatt*. 2004; Available from: http://www1.rockwool.de/graphics/RW-Austria/PDF/Pdf_Datenblatt/Pdf_Datenblatt_06_2004/Sonorock_RWA-DB.pdf.

129. Giese, F., Ries, H.C., Eigenbrod, Ch., *On the Performance of Porous Sound Absorbent Material in High Temperature Applications*. ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power (JEGTP), 2010. **132**(8).
130. Giese, F., H.-C. Ries, and C. Eigenbrod. *On the Performance of Porous Sound Absorbent Material in High-Temperature Applications*. in *Proceedings of ASME Turbo Expo 2010: Power for Land, Sea and Air*. 2010. Glasgow, UK: ASME.
131. Speicher, H., *Entwicklung, Konstruktion und Aufbau einer auf akustische Resonanz abstimmbaren Rohrbrennkammer für koaxiale Drallbrenner*. Diplomarbeit, 2008.
132. Schildmacher, K.U., R. Koch, and H.J. Bauer, *Experimental characterization of premixed flame instabilities of a model gas turbine burner*. Flow Turbulence and Combustion, 2006. **76**(2): p. 177-197.
133. Schildmacher, K.U. and R. Koch, *Experimental investigation of the interaction of unsteady flow with combustion*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power-Transactions of the Asme, 2005. **127**(2): p. 295-300.
134. Robson, D.A., *Verbundstein*, D. Patentamt, Editor. 1975, Braas & Co GmbH: Deutschland. p. 32.
135. Estrin, Y., et al., *Topological Interlocking in Design of Structures and Materials*. Architected Multifunctional Materials, 2009. **1188**: p. 117-129.
136. Lu, C.S., R. Danzer, and F.D. Fischer, *Fracture statistics of brittle materials: Weibull or normal distribution*. Physical Review E, 2002. **65**(6).
137. Molotnikov, A., et al., *Percolation mechanism of failure of a planar assembly of interlocked osteomorphic elements*. Engineering Fracture Mechanics, 2007. **74**(8): p. 1222-1232.